

Wellenbewegung an und in einem geschütteten Wellenbrecher

Laborexperimente im Großmaßstab und
theoretische Untersuchungen

vom Fachbereich für Bauingenieur- und Vermessungswesen
der Technischen Universität Carolo–Wilhelmia
zu Braunschweig

zur Erlangung des Grades eines
Doktor–Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte

D i s s e r t a t i o n

von
Markus Oliver Muttray
aus Kassel

Berichter:	Prof. H. Oumeraci
Berichter:	Prof. I. Losada
Prüfer:	Prof. H. Helmig
eingereicht:	30. Juni 2000
mündliche Prüfung:	2. Oktober 2000

Diese Arbeit ist veröffentlicht:

- in elektronischer Form unter *<http://www.biblio.tu-bs.de>*
- Mitteilungen aus dem Leichteiß-Institut für Wasserbau
der Technischen Universität Braunschweig, Heft 148, 2001

Vorwort

Die Idee zu der vorliegenden Arbeit entstand während meiner Tätigkeit am Franzius Institut der Universität Hannover. Die experimentellen Untersuchungen im Großen Wellenkanal, Hannover und Teile der Datenanalyse wurden im Rahmen meiner Forschungsarbeit im Sonderforschungsbereich 205 „Küstenschutz“ in den Jahren 1991–1994 vorgenommen. Die Inhalte dieser Arbeit nahmen in den darauffolgenden Jahren während meiner Tätigkeit am Leichtweiß-Institut der Technischen Universität Braunschweig Gestalt an.

Ich danke meinem Doktorvater, Prof. Oumeraci, der mir mit seiner Anregung zu dieser Arbeit ein weites Betätigungsfeld eröffnete, das mir großen Freiraum für meinen Forschungsdrang ließ, mich gleichzeitig aber auch immer wieder zwang, mich auf das wesentliche zu beschränken. Um die Strömungsprozesse am und im Wellenbrecher begreifen und quantifizieren zu können, habe ich zahlreiche, unterschiedlich erfolgreiche Wege beschritten. Insgesamt ist, wie ich meine, mit dieser Arbeit eine gleichermaßen umfassende und detaillierte Beschreibung dieser Prozesse gelungen, die vielfältige Anknüpfungspunkte für weitere Arbeiten bietet.

Prof. Losada danke ich für seine freundliche Bereitschaft, die Aufgaben des zweiten Berichters zu übernehmen. Mein Dank gilt auch Prof. Helmig als Prüfer und Prof. Dinkler, dem Vorsitzenden der Prüfungskommission.

All denen, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützten, möchte ich an dieser Stelle danken. Erik Winkel leistete einen wichtigen Beitrag bei der Entwicklung der wesentlichen Werkzeuge für die Meßdatenverarbeitung und -analyse. Christian Pabst danke ich stellvertretend für die vielen Helfer bei der Vorbereitung und Durchführung der Modellversuche im Großen Wellenkanal. Andreas Kortenhaus, mein langjähriger Wegbegleiter und Freund hat mir bei unzähligen großen und kleinen Problemen während unserer gemeinsamen Arbeit mit Rat und Hilfe zur Seite gestanden. Dr. Daemrich half mir das Phänomen der Wellenbewegung zu begreifen und Prof. Sobey führte mir die Bedeutung des Meßwertes vor Augen. Nicht zuletzt möchte ich meinen Kolleginnen und Kollegen am Franzius Institut, am Leichtweiß-Institut und am Großen Wellenkanal für die gute Zusammenarbeit danken und meinen Eltern, die mir dies alles ermöglicht haben.

Mein besonderer Dank gilt meiner Frau Britta für ihr Verständnis, ihre Geduld und auch für ihre Ungeduld.

Braunschweig, im Dezember 2000

Markus Muttray

Wellenbewegung an und in einem geschütteten Wellenbrecher

Laborexperimente im Großmaßstab und theoretische Untersuchungen

Markus O. Muttray

Kurzfassung

Der geschüttete Wellenbrecher ist die älteste Wellenbrecherform und hat die weltweit größte Verbreitung. Entwurf und Bemessung dieses Bauwerks stützen sich bis heute auf empirische Ansätze und hydraulische Modellversuche. Insbesondere das fehlende Gesamtverständnis der hydraulischen Prozesse und Maßstabeffekte bei den Modellversuchen verhindern die Entwicklung rationaler Bemessungsansätze.

Das Hauptziel dieser Arbeit ist deshalb eine umfassende Beschreibung der Wellenbewegung und Ausbreitung an und in einem geschütteten Wellenbrecher. Diese Beschreibung erfolgt auf der Grundlage großmaßstäblicher Modellversuche und einfacher theoretischer Modelle. Sie soll einen Beitrag leisten zur Entwicklung neuer Bemessungskriterien und kann darüber hinaus zur Verifikation numerischer Modelle verwendet werden.

Für die Untersuchung der hydraulischen Prozesse wurde der Wellenbrecher in fünf Bereiche unterteilt. In jedem Bereich wurden die Wasserspiegelauslenkungen und ggf. die Porenwasserdruckoszillationen untersucht. Deren Beschreibung setzt sich zusammen aus einem linearen theoretischen Modell und einem empirischen Ansatz für die systematischen Abweichungen gegenüber den Meßwerten und somit für die nichtlinearen Einflüsse. Darüber hinaus wurden jeweils die Unsicherheiten der so ermittelten halbempirischen Ansätze bestimmt und deren Übertragbarkeit bewertet.

Den theoretischen Rahmen für die Interpretation der experimentellen Ergebnisse bilden lineare theoretische Modelle zur Beschreibung (a) der Wellenbewegung über rauhen teildurchlässigen Böschungen, (b) der Wellenausbreitung in homogenen, porösen Medien und (c) der gesamten Energiedissipation am und im Bauwerk.

Die experimentellen Untersuchungen wurden im großen Wellenkanal, Hannover durchgeführt. Zur Datenanalyse wurde neben den bekannten Verfahren im Zeit- und Frequenzbereich ein neues Verfahren verwendet, das durch Interpolation ein räumliches Bild der Wellenbewegung am und im Bauwerk liefert.

Im folgenden sind die wichtigsten hydraulischen Prozesse, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden, für die verschiedenen Bereiche des Wellenbrechers aufgeführt:

Bereich	hydraulische Prozesse
1 Vorstrand	lokale Wellenhöhen im Nahfeld unter Berücksichtigung von Shoaling- und Reflexionseinflüssen
2 auf der Böschung	Wellenbewegung über der Bauwerksböschung (Wellenauflauf, Wasserspiegelverlauf und Druckverteilung)
3 unter der Böschung	Wechselwirkung zwischen externen und internen Strömungen: <ul style="list-style-type: none">- Wellenauflauf auf den Böschungsschichten- Wasserspiegelgradienten und internes Wellenbrechen- Druckverteilung und maximale Druckgradienten- Lufteintrag
4 Kernbereich	Wellenausbreitung im Kern (Wellenhöhenabnahme und Druckverteilung)
5 Hafen	Wellentransmission und gesamte Energiedissipation

Abstract

The rubble mound breakwater is the most traditional and most common type of breakwater. It is designed by means of empirical formulae and hydraulic model tests up to now. The lack of insight into the hydraulic processes and scale effects which affect the experimental results are substantial impediments to the development of rational design methods.

The main objective of this thesis is a comprehensive description of the wave motion and wave propagation at and inside a rubble mound breakwater. These processes have been investigated using large scale model tests and relative simple theoretical models. The final results will contribute to the development of improved design criteria for rubble mound breakwaters and they can be used also for the verification of numerical models.

The cross section of the rubble mound breakwater has been subdivided into five sections. The water surface elevations and if possible the pore pressure oscillations have been studied in each section. The description of the hydraulic processes in each section consists of a linear theoretical model and empirical approaches. The latter are used to describe the systematic deviation between theoretical and measured values due to nonlinear influences. Furthermore, the uncertainties and the applicability of these semiempirical approaches have been determined.

Linear theoretical models have been developed for: (a) the wave motion on a rough permeable slope, (b) the wave propagation inside homogeneous porous media and (c) the total wave energy dissipation at and inside the breakwater.

The experimental investigations have been conducted in the Large Wave Flume, Hannover. Besides the conventional procedures for the data analysis a new procedure has been developed which is based on interpolation and provides a spatial image of the wave motion at and inside the structure.

The most important hydraulic processes which have been investigated and described in this thesis are listed below for the five sections at and inside the breakwater:

breakwater section	hydraulic processes
1 <i>foreshore</i>	local wave height in the near field (affected by wave reflection and wave shoaling)
2 <i>on the seaward slope of the breakwater</i>	wave motion on the slope (wave run-up, water surface elevations and pressure distribution)
3 <i>under the seaward slope of the breakwater</i>	interaction between external and internal flow: <ul style="list-style-type: none">- wave run-up on different breakwater layers- water surface gradients and internal wave breaking- pressure distribution and pressure gradients- air entrainment
4 <i>breakwater core</i>	wave propagation inside the core (wave decay and pressure distribution)
5 <i>harbour</i>	wave transmission and total wave energy dissipation

Inhaltsverzeichnis

Symbolverzeichnis	VIII
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	2
1.2 Zielsetzung	3
1.3 Methodik	4
2 Wissenstand und theoretische Grundlagen	7
2.1 Strömung in porösen Medien	8
2.1.1 Bewegungsgleichungen	8
2.1.2 Hydraulischer Widerstand	10
2.2 Hydraulische Prozesse an und in Wellenbrechern	14
2.2.1 Wellenbewegung über der Wellenbrecherböschung	14
2.2.2 Wellenausbreitung im Bauwerk	22
2.2.3 Wechselwirkungen zwischen externer und interner Strömung	27
2.3 Zusammenfassung und Bewertung	29
2.4 Präzisierung der Zielsetzung und Methodik	33
2.4.1 Zielsetzung	33
2.4.2 Methodik	34
3 Theoretische Untersuchungen	41
3.1 Beschreibung eines halbstehenden Wellenfeldes	42
3.1.1 Wellenkinematik einer partiellen Clapotis	42
3.1.2 Lokale Wellenhöhe	44
3.2 Wellenbewegung über der Bauwerksböschung	45
3.2.1 Eulersche Beschreibung der Wellenbewegung	47
3.2.2 Lagrangesche Beschreibung der Wellenbewegung	57
3.2.3 Gegenüberstellung der Eulerschen und Lagrangeschen Beschreibung	63
3.3 Wellenausbreitung im Kern des Wellenbrechers	66

3.3.1	Beschreibung fortschreitender Wellen im Bauwerk	66
3.3.2	Dämpfungsfunktionen	77
3.4	Energiedissipation	80
3.4.1	Energiefluß	80
3.4.2	Abschätzung der Energiedissipation	81
3.5	Zusammenfassung und Bewertung	82
4	Experimentelle Untersuchungen	85
4.1	Modellaufbau	86
4.1.1	Wellenbrechermodell und Vorstrand	86
4.1.2	Hydraulische Eigenschaften der Steinmaterialien	88
4.2	Meßmethodik und Meßtechnik	89
4.2.1	Meßmethodik	89
4.2.2	Meßtechnik	90
4.3	Versuchsmethodik und Versuchsdurchführung	94
4.3.1	Versuchsmethodik	95
4.3.2	Versuchsdurchführung	95
4.4	Meßdatenanalyse	97
4.4.1	Meßgrößen	97
4.4.2	Parametrisierung	97
4.4.3	Analyseverfahren	98
5	Wellen auf dem Vorstrand	105
5.1	Wellenverhältnisse im Fernfeld	106
5.1.1	Modelle zur Beschreibung von Wellen	107
5.1.2	Asymmetrie gleichförmiger Wellen	109
5.1.3	Unsicherheit bei der Beschreibung der anlaufenden Wellen	110
5.1.4	Beschreibung der Wellenspektren	111
5.2	Wellenreflexion am Bauwerk	111
5.2.1	Unsicherheiten bei der Reflexionsanalyse	113
5.2.2	Gesamtreflexion des Bauwerks	114
5.2.3	Frequenzabhängiger Reflexionskoeffizient	116
5.2.4	Vergleich mit Ansätzen aus dem Schrifttum	118
5.3	Wellentransformation auf dem Vorstrand	120
5.3.1	Ansätze aus dem Schrifttum	120
5.3.2	Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen	122

5.4	Wellenverhältnisse im Nahfeld	127
5.4.1	Phasenwinkel zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen	128
5.4.2	Nichtlineare Einflüsse	133
5.4.3	Lokale Wellenhöhe auf dem Vorstrand	137
5.5	Zusammenfassung und Bewertung	139
5.5.1	Zusammenfassung	139
5.5.2	Bewertung	142
6	Wellen über der Bauwerksböschung	145
6.1	Wellenbrechen	147
6.1.1	Brechkriterien	147
6.1.2	Wellenbrechen auf der Bauwerksböschung	148
6.2	Wellenauflauf	149
6.2.1	Einflußfaktoren der Wellenauflaufhöhe	149
6.2.2	Wellentransmission an der Bauwerksoberfläche	150
6.2.3	Asymmetrie des Wellenaufbaus	154
6.2.4	Wellenaufbau bei unregelmäßigem Seegang	155
6.3	Wasserspiegelverlauf über der Böschung	156
6.3.1	Darstellung des Wasserspiegelverlaufs	157
6.3.2	Beschreibung des Wasserspiegelverlaufs	157
6.3.3	Wellenhöhenentwicklung	164
6.4	Druckverteilung auf der Böschung	166
6.4.1	Druckverteilung	167
6.4.2	Höhe der Druckoszillationen	169
6.5	Zusammenfassung und Bewertung	171
6.5.1	Zusammenfassung	171
6.5.2	Bewertung	174
7	Wellen im Kern- und Hafenbereich	177
7.1	Wasserspiegelauslenkungen im Kernbereich	179
7.1.1	Vorbemerkungen	180
7.1.2	Wellenverhältnisse an der Ausgangsposition	183
7.1.3	Wellenausbreitung im Kernbereich	187
7.2	Porenwasserdruckverteilung im Kern	204
7.2.1	Vorbemerkungen	204
7.2.2	Druckverteilung	205

7.3	Wellentransmission in den Leebereich	211
7.3.1	Bestimmung des Transmissionskoeffizienten	212
7.3.2	Energiedissipation	216
7.4	Zusammenfassung und Bewertung	216
7.4.1	Zusammenfassung	216
7.4.2	Bewertung	220
8	Hydraulische Prozesse im Böschungsbereich	223
8.1	Set-up am und im Bauwerk	225
8.1.1	Entwicklung des Set-up	225
8.1.2	Maximaler Set-up	228
8.2	Wasserspiegelauslenkungen im Böschungskörper	230
8.2.1	Wellenaufbau auf den Böschungsschichten	230
8.2.2	Wasserspiegelgradienten	235
8.2.3	Internes Wellenbrechen	240
8.3	Druckverteilung im Böschungsbereich	241
8.3.1	Druckverteilung	242
8.3.2	Druckgradienten	247
8.4	Luftetrug in den Wellenbrecherkern	252
8.5	Zusammenfassung und Bewertung	257
8.5.1	Zusammenfassung	257
8.5.2	Bewertung	260
9	Zusammenfassung, Bewertung und Ausblick	263
9.1	Zusammenfassung und Bewertung	264
9.2	Anwendung der Ergebnisse	268
9.3	Ausblick	271
	Schrifttum	272
A	Photos der Modellversuche	283
B	Widerstandskoeffizienten	293
C	Wellenparameter	299
	Gleichungen zur linearen Wellentheorie	304

Symbolverzeichnis

a	– Forchheimer–Koeffizient für laminare Widerstandskräfte	$[s/m]$
a_{eq}	– linearisierter Widerstandskoeffizient	$[s/m]$
A	– Fläche	$[m^2]$
b	– Forchheimer–Koeffizient für turbulente Widerstandskräfte	$[s/m]$
c	– Forchheimer–Koeffizient für Trägheitskräfte	$[s^2/m]$
C	– Wellenfortschrittsgeschwindigkeit = L/T	$[m/s]$
C_g	– Gruppengeschwindigkeit	$[m/s]$
d	– Korndurchmesser	$[m]$
d_n	– nominaler Korndurchmesser = $(m/\varrho_s)^{1/3}$ (mit n % Unterschreitungswahrscheinlichkeit)	$[m]$
d_{eq}	– äquivalenter Kugeldurchmesser = $(6 m_{50}/\pi \varrho_s)^{1/3}$	$[m]$
E	– Energie (gemittelt über eine Welle)	$[Nm/m^2]$
ΔE	– Differenz in der Bilanz der mittleren Energie	$[Nm/m^2]$
f	– Frequenz	$[Hz]$
f_N	– Eigenfrequenz	$[Hz]$
F	– Energiefluß (gemittelt über eine Welle) = $E C_g$	$[Nm/s m^2]$
ΔF	– Differenz in der Bilanz des mittleren Energieflusses	$[kN/m]$
g	– Gravitation = 9.81	$[m/s^2]$
h	– Wassertiefe	$[m]$
Δh	– Wasserspiegelanstieg	$[m]$
H	– Wellenhöhe (sofern nicht näher spezifiziert steht H für die Höhe der anlaufenden Welle und $H(x)$ für die lokale Wellenhöhe)	$[m]$
H_{krit}	– Brecherhöhe	$[m]$
H_{m0}	– aus dem Energiedichtespektrum ermittelte signifikante Wellenhöhe	$[m]$
H_{max}	– maximale Wellenhöhe	$[m]$
$H_{1/n}$	– mittlere Höhe der $100/n$ – % größten Wellen (z.B. $H_{1/3}$ = mittlere Höhe der 33 % größten Wellen)	$[m]$
ΔH	– dissipierter Wellenanteil	$[m]$
I	– hydraulischer Gradient = $-\text{grad}(p/\varrho g + z)$	$[-]$
k	– Wellenzahl = $2\pi/L$	$[m^{-1}]$
k'	– Wellenzahl im porösen Medium = $2\pi/L'$	$[m^{-1}]$
k_0	– Tiefwasserwellenzahl = $2\pi/L_0$	$[m^{-1}]$
k_b	– Wellenzahl am Fuß der Bauwerksböschung	$[m^{-1}]$
K	– Durchlässigkeitsbeiwert eines porösen Mediums	$[m/s]$
K_a	– Beiwert für den Forchheimer–Koeffizienten a	$[-]$
K_b	– Beiwert für den Forchheimer–Koeffizienten b	$[-]$

K_d	– Dämpfungskoeffizient	[–]
K_D	– Koeffizient für zusätzlichen Widerstand gegenüber konvektiver Beschleunigung	[–]
K_f	– Reibungskoeffizient	[–]
K_L	– Widerstandskoeffizient für laminare Strömung	[–]
K_M	– Koeffizient für zusätzlichen Widerstand gegenüber lokaler Beschleunigung	[–]
K_r	– Reflexionskoeffizient = H_r/H_i	[–]
K_s	– Shoalingkoeffizient = H/H_0	[–]
K_S	– spezifische Durchlässigkeit eines porösen Mediums	$[1/m^2]$
K_t	– Transmissionskoeffizient = H_t/H_i	[–]
K_T	– Widerstandskoeffizient für turbulente Strömung	[–]
KC	– Keulegan–Carpenter–Zahl (für poröse Medien: $KC = v T/nd$)	[–]
l	– Länge	[m]
l_b	– Länge der Bauwerksböschung = $h \cot \alpha$	[m]
l_B	– Bauwerksbreite	[m]
l_2	– Eindringtiefe der Luft in den wellenbrecherkern	[m]
Δl	– Abstand	[m]
L	– Wellenlänge	[m]
L'	– Wellenlänge im porösen Medium	[m]
L_0	– Tiefwasserwellenlänge	[m]
m	– Masse	[kg]
m_{50}	– mittlere Masse	[kg]
MWS	– mittlerer Wasserspiegel	[m]
n	– Porosität (Porenvolumen/Gesamtvolumen)	[–]
p	– Druck	[Pa]
P	– Höhe der Druckoszillation	[Pa]
r	– Korrelationskoeffizient	[–]
R	– Wellenaufbauhöhe $R_u + R_d$	[m]
R_F	– Wellenaufbauhöhe auf der Filterschicht	[m]
R_C	– Wellenaufbauhöhe auf dem Wellenbrecherkern	[m]
R_u	– Wellenaufbau über MWS	[m]
R_d	– Wellenrücklauf unter MWS	[m]
R_{m0}	– signifikante Wellenaufbauhöhe (aus dem Aufbauspektrum ermittelt)	[m]
Re	– Reynolds–Zahl (für poröse Medien: $Re = v d/n\nu$)	[–]
RWS	– Ruhewasserspiegel	[m]
$S(f)$	– Energiedichtespektrum	$[m^2 s]$
t	– Zeit	[s]
T	– Wellenperiode	[s]
T_p	– Peakperiode eines Wellenspektrums	[s]
U_R	– Ursell-Parameter = HL^2/h^3	[–]
\vec{v}	– tatsächliche Strömungsgeschwindigkeit	[m/s]
u, w	– Geschwindigkeitskomponenten in x-, und z-Richtung	[m/s]
v_m	– mittlere Strömungsgeschwindigkeit	[m/s]
v_f	– Filtergeschwindigkeit = $n v_m$	[m/s]
V	– Volumen	$[m^3]$

WS	–	Wasserspiegel	[m]
x	–	horizontale Achse im Raum	[m]
z	–	vertikale Achse im Raum	[m]
α	–	Neigungswinkel der seeseitigen Bauwerksböschung	[rad]
β	–	Neigungswinkel des ebenen Vorstrands	[rad]
γ	–	Phasenwinkel	[–]
$\Delta\gamma$	–	Phasenversatz zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen	[–]
η	–	Wasserspiegelauslenkung	[m]
$\bar{\eta}$	–	mittlere Wasserspiegellage über eine Wellenperiode	[m]
η_{max}	–	Wasserspiegelauslenkung im Wellenberg	[m]
η_{min}	–	Wasserspiegelauslenkung im Wellental	[m]
κ	–	Beiwert	
κ_p	–	Druckkoeffizient	[–]
κ_v	–	Geschwindigkeitskoeffizient	[–]
κ_z	–	Wellenaufbaukoeffizient	[–]
μ_y	–	systematischer Fehler einer Größe y	
ν	–	kinematische Viskosität = $1.30 \cdot 10^{-6}$ (bei $10^\circ C$)	[m ² /s]
φ	–	Geschwindigkeitspotential	[m ² /s]
ξ	–	Brecherkennzahl $\tan \alpha / \sqrt{H_0/L_0}$	[–]
$\varrho\nu$	–	dynamische Viskosität = $1.30 \cdot 10^{-3}$ (bei $10^\circ C$)	[Ns/m ²]
Π	–	Nichtlinearitätsparameter = $H/L \coth^3(kh)$	[–]
ϱ	–	spezifisches Gewicht des Wassers = 999.7 (bei $10^\circ C$)	[kg/m ³]
ϱ_s	–	spezifisches Gewicht des Schüttsteinmaterials	[kg/m ³]
σ_y	–	Standardabweichung einer Größe y	
ω	–	Kreisfrequenz = $2\pi/T$	[–]
$x \approx y$	–	Größe x ist annähernd gleich der Größe y	
$x \propto y$	–	Größe x ist proportional zur Größe y	

Indizes: Die nachfolgenden Indizes stehen, sofern sich sie nicht explizit definiert wurden, für:

A	–	nach linearer Wellentheorie („AIRY“)
b	–	am Fußpunkt der seeseitigen Wellenbrecherböschung
c	–	teilstehende Welle („partielle Clapotis“)
i	–	anlaufende Welle („incident“)
p	–	Peak-Wert (Frequenzplatz der maximalen Amplitude im Spektrum)
r	–	reflektierte Welle
t	–	transmittierte Welle
0	–	Verhältnisse im Ausgangspunkt, Tiefwasserverhältnisse, Ruheposition (bei Lagrangescher Betrachtung)
1	–	fortschreitende Welle
2	–	stehende Welle

Beschreibung von Fehlern: Die Abweichung der fehlerbehaftete Größe y (Istwert) vom Erwartungswert E_y (Sollwert) werden durch die folgenden Parameter beschrieben:

absolute Standardabweichung:	σ_y	$=$	$\sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (y_i - E_y)^2}$	
relative Standardabweichung:	$\frac{\sigma_y}{\bar{y}}$	mit:	$\bar{y} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_i$	(Mittelwert)
systematische Abweichung:	μ_y	$=$	$\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{y_i}{E_y}$	

Kapitel 1

Einleitung

Die Hauptaufgabe eines geschütteten Wellenbrechers besteht in der Dissipation von Wellenenergie am und im Bauwerk. Ein kleiner Teil der anlaufenden Wellenenergie wird durch das Bauwerk transmittiert und erzeugt Wellenunruhe im Leebereich des Wellenbrechers. Der überwiegende Teil wird am und im Bauwerk dissipiert und der verbleibende Rest wird reflektiert.

Der Aufbau eines konventionellen geschütteten Wellenbrechers mit Kronenbauwerk und die Veränderung der lokalen Wellenhöhe am und im Bauwerk sind beispielhaft in Abb. 1.1 dargestellt.

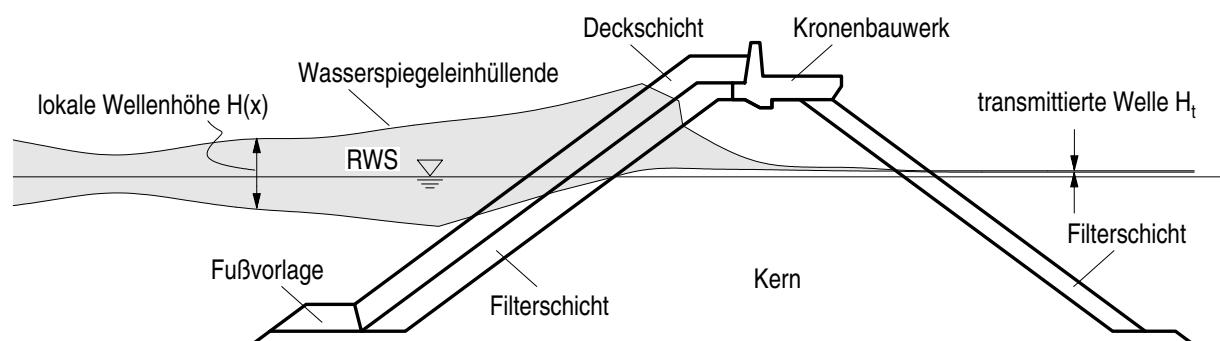


Abb. 1.1: Entwicklung der lokalen Wellenhöhe $H(x)$ an und in einem geschütteten Wellenbrecher

Auf dem Weg vom offenen Meer (Wellenfernfeld) zum Bauwerk (Wellennahfeld) werden die anlaufenden Wellen umgeformt. Durch Überlagerung mit den am Bauwerk reflektierten Wellen bildet sich im Nahfeld ein halbsteheendes Wellenfeld aus.

Beim Wellenaufbau auf der Bauwerksböschung wird die anlaufende Welle in mehrere Wellenkomponenten zerlegt. Diese werden entweder reflektiert, auf der rauen Böschungsoberfläche durch Wellenbrechen und Reibungsverluste dissipiert, oder sie passieren die Bauwerksfront und gelangen in das Innere des Wellenbrechers (Transmission).

Bei der Wellenausbreitung im Bauwerk kommt es an den Grenzflächen zwischen den verschiedenen Böschungsschichten zu weiteren Reflexionen. Darüber hinaus werden die Wellen bei der Ausbreitung im Bauwerk durch Reibungsverluste gedämpft. Die reflektierten Wellenanteile

breiten sich seewärts aus und bilden den reflektierten Wellenzug. Die transmittierten Wellenanteile erreichen erheblich gedämpft den Hafenbereich hinter dem Wellenbrecher (Abb. 1.1).

Die Wellenumformung am und im Bauwerk umfaßt vielfältige Strömungsprozesse vom Wellenbrechen auf der seeseitigen Böschung bis zu Sickerströmungen im Kern des Bauwerks. Die externe Strömung an einem geschütteten Wellenbrecher wird maßgeblich durch (i) das resultierende Wellenfeld vor dem Bauwerk, (ii) die Bauwerksgeometrie, (iii) die Oberflächenrauigkeit der Böschung und (iv) den Energieaustausch mit dem Bauwerk (Ein- und Ausströmung) beeinflusst. Die interne Strömung ist abhängig von der Durchlässigkeit des porösen Mediums, die wiederum von den Materialeigenschaften, dem Lufteintrag und Trägheitseffekten bestimmt wird (HALL, 1994). Bei den externen und internen Strömungen handelt es sich zumeist um hochgradig instationäre, ungleichförmige und turbulente Strömungen, teilweise treten auch Zweiphasenströmungen auf. Sie lassen sich daher nur näherungsweise und mit großem Aufwand theoretisch beschreiben. Die wechselseitige Beeinflussung der Strömungen am und im Bauwerk entzieht sich bis heute vollständig einer analytischen Betrachtung, so daß man vorwiegend auf experimentelle Untersuchungen angewiesen ist.

1.1 Motivation

Die welleninduzierten Strömungsprozesse in einem geschütteten Wellenbrecher und die Wechselwirkungen zwischen Welle und Bauwerk wurden bislang nur bruchstückhaft erforscht. Dies hat zur Folge, daß Ingenieure auf empirische Bemessungs- und Entwurfskriterien zurückgreifen müssen, deren Unzulänglichkeiten bekannt sind und insbesondere bei Wellenbrechern in tiefem Wasser zu Tage treten (HANNOURA & MCCORQUODALE, 1985). Katastrophale Schadensfälle an geschütteten Wellenbrechern in den 70er und 80er Jahren untermauern diese Aussage (BRUN, 1985).

Im Schrifttum häufen sich die Hinweise darauf, daß die hydraulischen Prozesse am und im Bauwerk bei der Bemessung geschütteter Wellenbrecher bisher unzureichend berücksichtigt wurden:

- Nach DE GROOT (1994) sollte die Porenwasserdruckverteilung im Bauwerk ein wesentliches Entwurfskriterium für die folgenden Aspekte sein:
 - *Böschungsbruch*, der verursacht wird durch hohen Porenwasserdruck im Kern und geringen Wasserdruck auf der Böschung beim tiefsten Wellenrücklauf;
 - *Filteraufbau*, der in Bereichen mit geringen Porenwasserdruckgradienten einfacher und damit ökonomischer gestaltet werden kann;
 - *Wellentransmission*, die in direktem Zusammenhang mit den Porenwasserdruckoszillationen und mit der Energiedissipation in der Porenwasserströmung steht;
 - *Wellenauflauf und Wellenüberlauf*, die durch die Porenwasserströmung beeinflusst werden;
 - *Höhe des mittleren Wasserspiegelanstiegs* im Wellenbrecher und in der anschließenden Aufschüttung.

- Nach HALL (1991) entsteht internes Versagen durch „Materialverflüssigung“, durch Grund- oder Böschungsbruch (Scherversagen) oder durch hohe Strömungsgeschwindigkeiten bei der Ausströmung durch die seeseitige Bauwerksböschung. Er fordert, die interne hydraulische Stabilität stärker zu berücksichtigen und nicht allein die hydraulische Stabilität der Deckschicht.
- Darüber hinaus ermittelte HALL (1994) kritische Situationen für die Bauwerksstabilität, die durch Wechselwirkungen zwischen der Ausströmung aus dem Bauwerk und der nächsten anlaufenden Welle entstehen (Resonanzerscheinungen). Die Kinematik dieser Strömungsprozesse ist komplex, und bis heute gibt es keine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen numerischen und experimentellen Daten.

BRUUN (1976) empfiehlt sogar eine Abkehr von der üblichen Vorgehensweise bei der Bemessung von geschütteten Wellenbrechern, in der zunächst eine Bemessungswelle und ein zulässiger Zerstörungsgrad definiert werden. Stattdessen sollten für den Entwurf eines technisch und wirtschaftlich sinnvollen Wellenbrechers die ungünstigsten Belastungssituationen ermittelt werden. Dabei sollten auch Wellengruppen und Resonanzerscheinungen berücksichtigt werden.

Die hier zitierten und weitere Literaturstellen zeigen, daß vielfältige Forderungen nach einer stärkeren Berücksichtigung der hydraulischen Prozesse beim Entwurf geschütteter Wellenbrecher bereits seit Jahrzehnten gestellt werden. Die Umsetzung scheiterte jedoch bisher am unvollständigen quantitativen Verständnis der zugrunde liegenden Strömungsprozesse und Wechselwirkungen.

1.2 Zielsetzung

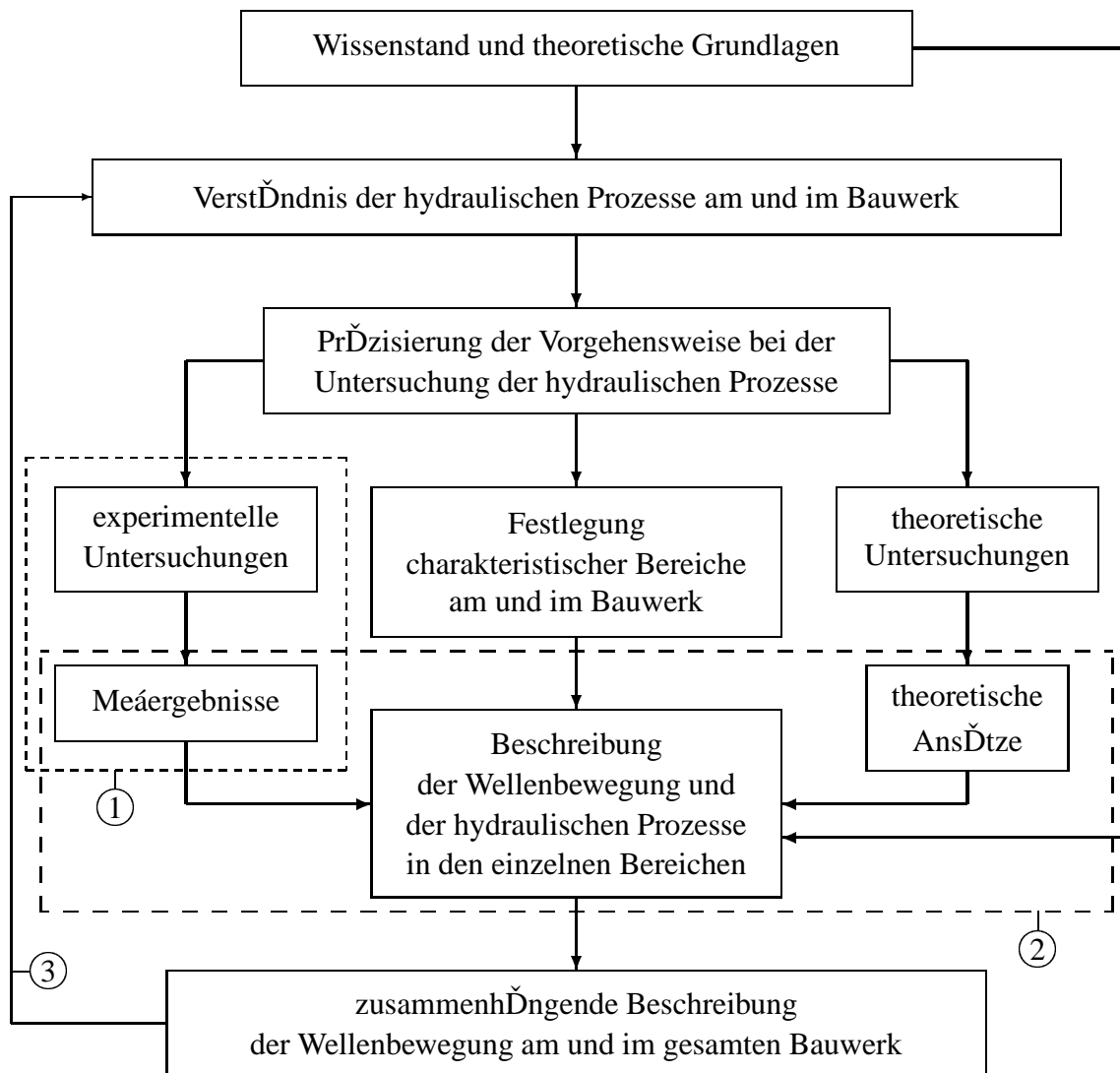
Hauptziel dieser Arbeit ist eine umfassende quantitative Beschreibung der Wellenbewegung vor, an und in einem geschütteten Wellenbrecher. Diese Beschreibung soll insbesondere die Wasserspiegelauslenkungen außerhalb und innerhalb des Bauwerks sowie die Porenwasserdruckverhältnisse im Bauwerk umfassen. Es sollen sowohl empirische als auch theoretische Grundlagen einbezogen werden. Die Beschreibung soll:

- Ein zusammenhängendes *Gesamtbild der Prozesse* am und im Bauwerk liefern, wobei insbesondere das Ineinandergreifen der einzelnen Strömungsprozesse verdeutlicht werden soll.
- Eine *Entscheidungsgrundlage* für die Festlegung der notwendigen Randbedingungen bei der Entwicklung theoretischer oder numerischer Modelle bilden.
- Eine *Datenbasis* für die Kalibrierung und Verifikation numerischer Modelle liefern.
- Eine *Planungsgrundlage* für Untersuchungen bieten, die sich mit bestimmten Teilaspekten befassen, wie z.B. der Belastung einzelner Bauwerkskomponenten oder bestimmten Schadensmechanismen.

Die Ergebnisse dieser Arbeit sollen somit zur Entwicklung neuer Entwurfs- und Bemessungskriterien für geschüttete Wellenbrecher beitragen.

1.3 Methodik

Das Vorgehen bei der Untersuchung der Wellenumformung an und in einem geschütteten Wellenbrecher sowie der damit verbundenen hydraulischen Prozesse ist in Abb. 1.2 schematisch dargestellt.



- ① Vorgehen bei der Planung, Durchführung und Analyse der Modellversuche
- ② Vorgehen bei der Beschreibung einzelner hydraulischer Prozesse
- ③ Überprüfung der anfänglichen Annahmen, Fortsetzung der Arbeit

Abb. 1.2: Vorgehen bei der Untersuchung der Wellenbewegung am und im Bauwerk

Den Untersuchungen vorangestellt ist eine kurze Zusammenfassung des aktuellen Wissenstands

und theoretischer Grundlagen für die Beschreibung von (i) Strömungen in porösen Medien und (ii) hydraulischen Prozessen an und in geschütteten Wellenbrechern (Kapitel 2). Dies ist die Grundlage für ein qualitatives Verständnis der Wellenumformung und der wesentlichen hydraulischen Prozesse am und im Bauwerk. Daraus wird eine detaillierte Vorgehensweise für die theoretischen und experimentellen Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit abgeleitet (Abschnitt 2.4.2).

Der Festlegung charakteristischer Bereiche vor, an und in dem Bauwerk kommt eine besondere Bedeutung zu (s. Abschnitt 2.4.2). Die Beschreibung der Wellenbewegung im gesamten Bauwerk erfolgt dann in drei aufeinander aufbauenden Schritten. Zunächst werden einzelne Aspekte der Wellenumformung und die wesentlichen hydraulischen Prozesse in den einzelnen Bereichen untersucht. Diese Ergebnisse werden anschließend zu einer zusammenhängenden Beschreibung der Wellenbewegung und -transformation im jeweiligen Bereich verknüpft. Unter Berücksichtigung der wechselseitigen Beeinflussung der hydraulischen Prozesse in den verschiedenen Bereichen entsteht daraus schließlich eine umfassende Beschreibung der Wellenbewegung am und im gesamten Bauwerk.

Die Grundlage dieser Arbeit bilden großmaßstäbliche Modellversuche an einem konventionellen geschütteten Wellenbrecher (s. Abb. 1.1). Sie werden ergänzt durch theoretische Überlegungen zur Ergänzung und Erweiterung der vorliegenden Ansätze sowie deren Anpassung an geschüttete Wellenbrecher. Das Vorgehen bei der Beschreibung der hydraulischen Prozesse unter Berücksichtigung der Ergebnisse aus den Modelluntersuchungen und theoretischer Ansätze wird ebenfalls in Abschnitt 2.4.2 festgelegt.

Der Aufbau der Arbeit entspricht weitgehend dem Vorgehen bei der Analyse.

- Im Kapitel 2 werden der Wissenstand und theoretische Grundlagen zusammengefaßt. Darüber hinaus werden die Zielsetzung und die Methodik präzisiert.
- Im Kapitel 3 sind die theoretischen Untersuchungen dargestellt.
- Im Kapitel 4 werden der Modellaufbau sowie das Vorgehen bei den Modellversuchen und bei der Analyse der Meßdaten beschrieben.
- In den Kapiteln 5 bis 8 werden die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen dargestellt. Jedes Kapitel behandelt dabei einen charakteristischen Bereich des Wellenbrechers¹.
- Den Abschluß der Arbeit bilden (i) eine zusammenfassende Bewertung der experimentellen Ergebnisse, (ii) Hinweise zur Anwendung der Ergebnisse und (iii) ein Ausblick auf mögliche weiterführende Arbeiten.

¹Eine Ausnahme bildet Kapitel 7, das die Bereiche 4 und 5 behandelt (s. Tab. 2.3).

Kapitel 2

Wissenstand und theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird der Wissenstand über Wellen und welleninduzierte Strömungen an und in geschütteten Wellenbrechern zusammengefaßt und bewertet mit dem Ziel, das Vorgehen dieser Arbeit zu präzisieren. Dabei wird wie folgt vorgegangen:

1. Theoretische Grundlagen für Strömungen in porösen Medien:

- (a) Die Bewegungsgleichungen realer Flüssigkeiten werden behandelt und ein Ansatz zur Beschreibung der mittleren Strömung in einem parametrisierten porösen Medium wird dargestellt (Abschnitt 2.1.1).
- (b) Es wird ein serieller empirischer Ansatz zur Beschreibung des hydraulischen Widerstands für laminare, turbulente, instationäre und ungleichförmige Strömungen in porösen Medien beschrieben. Die Gleichungen zur Bestimmung der Widerstandskoeffizienten werden diskutiert. Dabei wird auch auf die besonderen Probleme bei anisotropen, inhomogenen und nicht starren porösen Medien sowie auf Zweiphasenströmungen, die durch Lufteintrag entstehen, eingegangen (Abschnitt 2.1.2).

2. Theoretische und empirische Ansätze zur Beschreibung der hydraulischen Prozesse an und in geschütteten Wellenbrechern:

- (a) *Wellenbewegung über der Wellenbrecherböschung (Außenströmung)*: Theoretische Modelle für die Wellenbewegung über einer Strand- und Bauwerksböschung werden vorgestellt. Außerdem werden theoretische und empirische Ansätze zur Beschreibung der Phasenbeziehung zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen vor der Böschung, des Wellenaufbaus und der Druckverteilung auf der Böschung sowie der Wellenreflexion und der Energiedissipation durch Reibung beschrieben. Mögliche Resonanzerscheinungen zwischen Wellenaufbau und anlaufender Welle werden kurz erläutert (Abschnitt 2.2.1).
- (b) *Wellenausbreitung im Bauwerk (Innenströmung)*: Die in experimentellen Untersuchungen und Naturmessungen gewonnenen Einblicke in die Wellenbewegung im Kern eines Wellenbrechers werden zusammengefaßt. Darüber hinaus wird ein potentialtheoretisches Modell zur Beschreibung der Wellenausbreitung in einem Rechteckwellenbrecher beschrieben (Abschnitt 2.2.2).

- (c) *Wechselwirkungen zwischen externer und interner Strömung:* Die Besonderheiten dieser Interaktionen an einem geschütteten Wellenbrecher werden erläutert. Die Ursachen und Auswirkungen internen Wellenbrechens im Bauwerk werden beschrieben. Es wird ein theoretischer Ansatz für die sprunghafte Druckänderung an der Bauwerksoberfläche dargestellt. Schließlich werden die Ursachen und die wesentlichen Einflußfaktoren für den Anstieg des mittleren Wasserspiegels im Bauwerk beschrieben (Abschnitt 2.2.3).

Das Kapitel schließt mit einer Zusammenfassung und Bewertung des Wissenstands sowie mit der Präzisierung der Zielsetzung und des Vorgehens dieser Arbeit ab.

2.1 Strömung in porösen Medien

2.1.1 Bewegungsgleichungen

Die Navier–Stokes–Gleichung beschreibt die Bewegung einer isotropen zähen Flüssigkeit. Sie wurden 1822 von NAVIER für inkompressible und 1829 von POISSON für kompressible Flüssigkeiten auf Grund hypothetischer Annahmen über die Molekularkräfte aufgestellt. Unter der Annahme, daß die Spannungen proportional zur Deformationsgeschwindigkeit sind, leiteten DE SAINT–VENANT und STOKES die Gleichung 1843 bzw. 1845 neu ab (s. BROCKHAUS, 1989; TRUCKENBRODT, 1980; LAMB, 1932).

Es gilt als gesichert, daß alle realen Flüssigkeitsbewegungen durch die Navier–Stokes–Gleichung beschrieben werden. Die Integration dieses Differentialgleichungssystems zweiter Ordnung ist bisher jedoch nur gelungen bei (i) Vernachlässigung der Reibung (Potentialströmung, Navier–Stokes–Gleichungen gehen in Euler–Gleichungen über), (ii) Vernachlässigung der Trägheitskräfte (schleichende Strömung, die durch Zähigkeitskräfte bestimmt wird) und (iii) einigen Spezialfällen (Strömung zwischen zwei rotierenden Zylindern, Strömung zwischen zwei ebenen Platten und einige Staupunktströmungen).

Für inkompressible Flüssigkeiten ($\varrho = \text{konst.}$, $\text{div } \vec{v} = 0$) und unter der Voraussetzung, daß als Massenkraft allein die Schwerkraft wirkt ($g = \text{konst.}$, in z -Richtung), lautet die Navier–Stokes–Gleichung:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\delta\vec{v}}{\delta t} + \vec{v} \cdot \text{grad } \vec{v} = -\text{grad} \left(\frac{p}{\varrho} + gz \right) + \nu \Delta \vec{v} \quad (2.1)$$

Nach REYNOLDS (1895) kann die turbulente Strömung als Überlagerung einer Grundbewegung mit einer mittleren Geschwindigkeit v_m und einer hochfrequenten unregelmäßigen Schwankungsbewegung mit der Geschwindigkeit v' betrachtet werden. Setzt man den Geschwindigkeitsansatz nach REYNOLDS in die Navier–Stokes–Gleichung ein und bildet anschließend die zeitlichen Mittelwerte (unter Berücksichtigung der Kontinuitätsgleichung, d.h. $\text{div } \vec{v}_m = 0$ und $\text{div } \vec{v}' = 0$ für $\varrho = \text{konst.}$), so erhält man die Reynolds–Gleichung für die gemittelte turbulente Strömung einer inkompressiblen realen Flüssigkeit:

$$\frac{d\vec{v}_m}{dt} = \frac{\delta\vec{v}_m}{\delta t} + \vec{v}_m \cdot \text{grad } \vec{v}_m = -\text{grad} \left(\frac{p_m}{\varrho} + gz \right) + \nu \Delta \vec{v}_m + \overline{\vec{v}' \cdot \text{grad } \vec{v}'} \quad (2.2)$$

VAN GENT (1992) mittelte die Navier–Stokes–Gleichung zur Beschreibung der mittleren Strömung in einem parametrisierten porösen Medium (makroskopische Betrachtung). Er ersetzte die tatsächliche Geschwindigkeit v durch die Filtergeschwindigkeit v_f und erweiterte die Navier–Stokes–Gleichung um zwei Terme:

- Trägheitsterm für den zusätzlichen Widerstand gegenüber der lokalen Beschleunigung im porösen Medium (Koeffizient K_M);
- Trägheitsterm für den zusätzlichen Widerstand gegenüber der konvektiven Beschleunigung im porösen Medium (Koeffizient K_D).

Außerdem wurde der Term, der die viskose Reibung beschreibt, verändert, um laminare und turbulente Widerstände gleichermaßen zu erfassen (Koeffizienten K_L und K_T). Nach VAN GENT wird die gemittelte Strömung einer inkompressiblen, zähen Flüssigkeit in einem isotropen porösen Medium, das durch den Korndurchmesser d charakterisiert ist, wie folgt beschrieben:

$$\begin{aligned} \frac{1}{ng} \left(1 + K_M \frac{1-n}{n} \right) \frac{\delta \vec{v}_f}{\delta t} + \frac{1 + K_D}{n^2 g} \vec{v}_f \cdot \text{grad } \vec{v}_f = \\ - \text{grad} \left(\frac{p}{\rho g} + z \right) - K_L \frac{\nu}{gd^2} \vec{v}_f - K_T \frac{1}{gd} |\vec{v}_f| \vec{v}_f \end{aligned} \quad (2.3)$$

Für die praktische Anwendung erweist sich die folgende Modifikation von Gl. 2.3 in vielen Fällen als zweckmäßig:

$$\begin{aligned} \frac{1}{ng} \left(1 + K_M \frac{1-n}{n} \right) \frac{\delta \vec{v}_f}{\delta t} + \frac{1}{n^2 g} \vec{v}_f \cdot \text{grad } \vec{v}_f = \\ - \text{grad} \left(\frac{p}{\rho g} + z \right) - K_L \frac{\nu}{gd^2} \vec{v}_f - (K'_D + K_T) \frac{1}{gd} |\vec{v}_f| \vec{v}_f \end{aligned} \quad (2.4)$$

- mit: K_M – Koeffizient für zusätzlichen Widerstand gegenüber lokaler Beschleunigung ('added mass'–Koeffizient)
 K_D, K'_D – Koeffizienten für zusätzlichen Widerstand gegenüber konvektiver Beschleunigung
 K_T – Widerstandskoeffizient für turbulente Strömung
 K_L – Widerstandskoeffizient für laminare Strömung

Gl. 2.4 entspricht der von HANNOURA & MCCORQUODALE (1985) aus der Reynolds–Gleichung abgeleiteten mittleren Bewegungsgleichung für Strömungen in grobkörnigen porösen Medien. Abweichende Bewegungsgleichungen sind u.a. bei MADSEN (1974) und MCCORQUODALE et al. (1978) beschrieben, die sich im wesentlichen durch den Term zur Beschreibung des zusätzlichen Widerstands gegenüber lokaler Beschleunigung unterscheiden.

Die gemittelten Bewegungsgleichungen (Gl. 2.3 und 2.4) sind zur Beschreibung der mittleren Strömung (makroskopische Betrachtung) einer inkompressiblen realen Flüssigkeit (Wasser) in einem grobkörnigen porösen Medium (Steinschüttung) geeignet, sofern das poröse Medium annähernd homogen, isotrop und starr ist und wenn geeignete Parameter (charakteristischer Partikeldurchmesser d und Porosität n) und Widerstandskoeffizienten (K_D , K_M , K_L und K_T) gewählt werden.

2.1.2 Hydraulischer Widerstand

Für Sickerströmungen in feinkörnigen porösen Medien ermittelte DARCY 1856 einen linearen Zusammenhang zwischen dem hydraulischen Gradienten $I = -\text{grad}(p/\rho g + z)$ und der Filtergeschwindigkeit v_f , der als Filtergesetz von DARCY bekannt ist:

$$v_f = KI \quad \text{bzw.} \quad I = a v_f = \frac{\nu}{gK_S} v_f \quad (2.5)$$

mit: K – Durchlässigkeitsbeiwert $[m/s]$
 K_S – spezifische Durchlässigkeit $[1/m^2]$
 a – laminarer Widerstandskoeffizient $[s/m]$

Die spezifische Durchlässigkeit K_S kann gleichermaßen aus Gl. 2.4 oder aus der Analogie zur Rohrströmung (vgl. OUMERACI, 1997) abgeleitet werden.

FORCHHEIMER erweiterte 1901 das Filtergesetzes von DARCY (1856) für Strömungen in grobkörnigen porösen Medien, indem er einen zusätzlichen Term für den turbulenten Strömungswiderstand (Koeffizient $b [s^2/m^2]$) einfügte:

$$I = a v_f + b |v_f| v_f \quad (2.6)$$

Einen Überblick über serielle und exponentielle Ansätze zur Beschreibung des hydraulischen Widerstands für stationäre Strömungen in grobkörnigen porösen Medien geben HANNOURA & BARENDIS (1981).

Für instationäre Strömungen in grobkörnigen porösen Medien wurde die Forchheimer-Gleichung um einen Trägheitsterm (Koeffizient $c [s^2/m]$) erweitert (POLUBARINOVA-KOCHINA, 1962):

$$I = a v_f + b |v_f| v_f + c \frac{\delta v_f}{\delta t} \quad (2.7)$$

Das Filtergesetz nach DARCY kann für eine stationäre laminare Kapillarströmung bei Vernachlässigung der konvektiven Beschleunigung aus der Navier-Stokes-Gleichung abgeleitet werden. KOZENY (1927) und CARMAN (1937) verwendeten diese Analogie zur Rohrströmung, um den Widerstandskoeffizienten a für ein poröses Medium aus kugelförmigen Partikeln mit einem Durchmesser d zu bestimmen:

$$a = K_a \frac{(1-n)^2}{n^3} \frac{\nu}{gd^2} \quad (2.8)$$

Dieses Ergebnis wurde theoretisch und experimentell bestätigt durch ERGUN (1949, 1952), KOENDERS (1985), DEN ADEL (1987), SHIH (1990), VAN GENT (1992) und BURCHARTH & ANDERSEN (1993). Die von den verschiedenen Autoren ermittelten Koeffizienten K_a sind in Tab. 2.1 aufgeführt. Abweichende Ansätze wurden u.a. von ENGELUND (1953), WARD (1964) und MCCORQUODALE et al. (1978) entwickelt.

Die Forchheimer-Gleichung ist zur Beschreibung laminar-turbulenter und vollständig turbulenter Strömungen geeignet, wenn der Widerstandskoeffizient b sowohl die zähe Reibungskraft

Tab. 2.1: Empirische Beiwerte und charakteristische Korndurchmesser zur Bestimmung der Forchheimer-Koeffizienten a und b

Autor	charakteristischer Korndurchmesser	dimensionslose Koeffizienten	
		K_a	K_b
KOZENY (1927); CARMAN (1937)	$d_{eq}^{1)}$	180	—
ERGUN (1949, 1952)	d_{n50}	150	1.75
ENGELUND (1953)	$d_{eq}^{1)}$	—	1.8 – 3.6
KOENDERS (1985)	d_{n15}	250 – 330	—
DEN ADEL (1987)	d_{n15}	75 – 350	—
SHIH (1990)	d_{n15}	> 1684	1.72 – 3.29
VAN GENT (1993)	d_{n50}	1000	1.1

¹⁾ der äquivalente Korndurchmesser d_{eq} entspricht dem Durchmesser einer Kugel gleicher Dichte ρ_s und der mittleren Kornmasse m_{50} : $d_{eq} = (6 m_{50} / \pi \rho_s)^{1/3}$

als auch die scheinbare turbulente Reibungskraft berücksichtigt (VAN GENT, 1992). VAN GENT leitete den Koeffizienten b aus der gemittelten Navier–Stokes–Gleichung (Gl. 2.3) ab:

$$b = K_b \frac{1-n}{n^3} \frac{1}{gd} \quad (2.9)$$

Der gleiche Ansatz findet sich auch bei ERGUN (1949, 1952), ENGELUND (1953), SHIH (1990) und BURCHARTH & ANDERSEN (1995). Die experimentell ermittelten Koeffizienten K_b sind in Tab. 2.1 aufgeführt. Abweichende Ansätze wurden u.a. von CARMAN (1937), KOENDERS (1985), DEN ADEL (1987), WARD (1964) und MCCORQUODALE et al. (1978) entwickelt, die bei Verwendung geeigneter Koeffizienten ebenfalls zweckmäßig sein können.

In experimentellen Untersuchungen ermittelte VAN GENT (1993) für oszillierende Strömungen einen erhöhten hydraulischen Widerstand gegenüber stationären Strömungen. Er führte diesen zusätzlichen Widerstand auf die behinderte Grenzschichtausbildung bei oszillierender Strömung zurück. Unter der Annahme eines von der instationären Strömung unbeeinflussten laminaren Widerstandskoeffizienten a ermittelte VAN GENT die folgende Zunahme des turbulenten Widerstandskoeffizienten b gegenüber dem Widerstand nach Gl. 2.9 bei oszillierender Strömung in Abhängigkeit von der Keulegan–Carpenter–Zahl:

$$b_{\text{oszillierend}} = b_{\text{stationär}} \left(1 + \frac{7.5}{KC} \right) \quad (2.10)$$

Die Keulegan–Carpenter–Zahl ist dabei definiert als $KC = \tilde{v}_f T / (nd)$, wobei \tilde{v}_f die Amplitude der Filtergeschwindigkeit und T die Periode der oszillierenden Strömung beschreibt. Für stationäre Strömungen geht Gl. 2.10 in Gl. 2.9 über.

Die erweiterte Forchheimer–Gleichung (Gl. 2.7) beschreibt den hydraulischen Widerstand lediglich für gleichförmige instationäre Strömungen. Bei ungleichförmigen Strömungen muß der zusätzliche Widerstand gegenüber der konvektiven Beschleunigung durch einen quadratischen Widerstandsterm berücksichtigt werden (BURCHARTH & ANDERSEN, 1995). In der gemittelten Navier–Stokes–Gleichung (Gl. 2.4) wird dieser zusätzliche Widerstand durch den Beiwert

K'_D erfaßt. Aus Gl. 2.4 kann somit der Koeffizient c der erweiterten Forchheimer–Gleichung (Gl. 2.7) abgeleitet werden:

$$c = \frac{1}{ng} \left(1 + K_M \frac{1-n}{n} \right) \quad (2.11)$$

Für eine Potentialströmung um eine isolierte Kugel ist der Widerstandskoeffizient (‘added mass’–Koeffizient) $K_M = 0.5$ und für einen Zylinder ist $K_M = 1.0$. In einem dicht gepackten porösen Medium kann K_M nicht theoretisch bestimmt werden; es ist jedoch anzunehmen, daß K_M gegen Null strebt (MADSEN, 1974). Für Steinschüttungen ermittelte VAN GENT (1993) die folgende empirische Gleichung zur Bestimmung von K_M :

$$K_M = \max. \left\{ 0.85 - 0.015 \frac{n g T}{\tilde{v}_f} ; 0 \right\}$$

Für kleine Geschwindigkeitsamplituden \tilde{v}_f und große Perioden T kann dieser Ansatz zu negativen Werten für den Koeffizienten K_M führen, die physikalisch sinnlos sind und deshalb ausgeschlossen wurden.

Gl. 2.11 entspricht den theoretischen Ansätzen für den Koeffizienten c nach SOLLIT & CROSS (1972), HANNOURA & MCCORQUODALE (1985), GU & WANG (1991) und VAN GENT (1992). Abweichende Ansätze sind bei MADSEN (1974), MCCORQUODALE et al. (1978), HANNOURA & MCCORQUODALE (1978), und BURCHARTH & ANDERSEN (1995) beschrieben, deren Anwendung bei geeigneter Wahl der Koeffizienten ebenfalls zweckmäßig sein kann.

Der durch Gl. 2.7 sowie Gl. 2.8, Gl. 2.9 und Gl. 2.11 beschriebene hydraulische Widerstand gilt für Einphasen–Strömungen in starren, homogenen, isotropen und porösen Medien.

Unter Verwendung der Forchheimer–Koeffizienten vereinfacht sich die gemittelte Navier–Stokes–Gleichung (Gl. 2.4) zu:

$$c \frac{\delta \vec{v}_f}{\delta t} + \frac{1}{n^2 g} \vec{v}_f \cdot \text{grad } \vec{v}_f = - \text{grad} \left(\frac{p}{\rho g} + z \right) - a \vec{v}_f - b |\vec{v}_f| \vec{v}_f \quad (2.12)$$

Bei Vernachlässigung des konvektiven Beschleunigungsterms geht Gl. 2.12 in die erweiterte Forchheimer–Gleichung (Gl. 2.7) über.

Ist das Korngerüst nicht starr, muß die Bewegung der Feststoffpartikel und des Wassers als Zweiphasenströmung betrachtet werden. HANNOURA & BARENDIS (1981) entwickelten Bewegungsgleichungen jeweils für die gemittelte Fluid- und Partikelströmung, in die die relativen Geschwindigkeiten zwischen Wasser und Korngerüst eingehen. Die Bewegungsgleichung für das Korngerüst basiert auf dem Gleichgewicht der Trägheitskräfte mit den Druck-, Reibungs- und Kontaktkräften. Die Abschätzung der auf das Korngerüst wirkenden Kräfte und der daraus resultierenden Bewegungen ist mit erheblichen Unsicherheiten verbunden. Darüber hinaus führen die Bewegungen der Feststoffpartikel in der Regel zu Setzungen oder Ausspülungen, die wiederum die Eigenschaften des porösen Mediums verändern.

In anisotropen porösen Medien sind die Forchheimer–Koeffizienten richtungsabhängig. Bei Steinschüttungen ist die längste Achse der Steine überwiegend horizontal (normal zur Schwerkraft) ausgerichtet und damit ist der vertikale hydraulische Widerstand größer als der horizontale (DEN ADEL, 1991). VAN GENT (1993) empfiehlt eine Korrektur des Forchheimer–Koeffizienten b in Abhängigkeit von der Form des Schüttsteinmaterials und der Strömungsrichtung.

Mit zunehmender Inhomogenität (Ungleichförmigkeit) des Steinmaterials nimmt bei gleichbleibendem charakteristischem Korndurchmesser d die Porosität n ab. Die damit verbundene Zunahme des hydraulischen Widerstands wird durch die Forchheimer-Koeffizienten a und b , die von n und d abhängig sind, erfaßt (DEN ADEL, 1991). In einem inhomogenen porösen Medium sind die Forchheimer-Koeffizienten ortsabhängig bzw. nur bereichsweise gültig. Für die Grenzflächen zwischen Bereichen mit unterschiedlicher Durchlässigkeit müssen Rand- und Übergangsbedingungen definiert werden.

Durch Lufteintrag entsteht eine Zweiphasenströmung im porösen Medium, die im Gegensatz zur reinen Porenwasserströmung kompressibel ist und ein verändertes Fließverhalten aufweist. Dabei können die Luftblasen sich unabhängig von der Porenwasserströmung bewegen, in den Poren festsitzen oder im Wasserstrom transportiert werden. BARENDs (1980) leitete Gleichungen zur Beschreibung dieser drei Bewegungsformen eines Luft-Wasser-Gemischs her. Die Abnahme der Durchlässigkeit eines porösen Mediums mit zunehmendem Luftgehalt n_a (Verhältnis des Luftvolumens zum Gesamtvolumen von Porenwasser und Luft) ist proportional zu $(1 - n_a)^3$ (HANNOURA & BARENDs, 1981).

HANNOURA & MCCORQUODALE, (1978) untersuchten Zweiphasenströmungen in Steinschüttungen experimentell und stellten fest, daß der Einfluß der Luft auf den hydraulischen Widerstand von der Bewegungsrichtung des Wassers relativ zur Bewegung der Luftblasen abhängt. Sie modifizierten die erweiterte Forchheimer-Gleichung zur Beschreibung des hydraulischen Widerstands einer instationären Zweiphasenströmung (Luft-Wasser-Gemisch) in einem porösen Medium durch einen empirischen Term, der den Luftgehalt und die relative Bewegungsrichtung von Luft und Wasser berücksichtigt (HANNOURA & MCCORQUODALE, 1985):

$$I = -\text{grad} \left(\frac{p}{\rho g} + z \right) = a_2 v_f + b_2 |v_f| v_f + c_2 \frac{\delta v_f}{\delta t} - n_a \cos \Phi \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned} \text{mit:} \quad a_2 &= \frac{a}{1 - n_a} \\ b_2 &= \frac{b}{(1 - n_a)^2} \\ c_2 &= \frac{1}{n_2 g} \left(1 + K_M \frac{1 - n_2}{n_2} \right) \quad ; \quad n_2 = (1 - n_a) n \end{aligned}$$

a_2, b_2, c_2 – Forchheimer-Koeffizienten für Zweiphasenströmungen

Φ – Winkel zwischen aufsteigender Luft (z -Richtung) und Fließrichtung des Wassers

n_a – Luftgehalt (Verhältnis des Luftvolumens zum Gesamtvolumen von Porenwasser und Luft)

n_2 – effektive Porosität für Zweiphasenströmungen

Eine Lagrangesche Beschreibung stehender Wellen zweiter Ordnung (unter Berücksichtigung quadratischer Terme) über einer flach geneigten Böschung entwickelte BIESEL (1952). Die Anwendbarkeit dieses Ansatzes zur Vorhersage des Brechertyps sowie der Wellenhöhe und der Wassertiefe im Brechpunkt wurde von GAUGHAN & KOMAR (1975) untersucht. Sie stellten fest, daß der lineare Ansatz bessere Ergebnisse als der Ansatz nach zweiter Ordnung liefert und das Wellenbrechen qualitativ richtig beschreibt. Die Wassertiefe am Brechpunkt wird jedoch unterschätzt, was auf die durch den Ansatz nicht erfaßte Rückströmung zurückgeführt wird.

Eine Eulersche Beschreibung der Wellenbewegung über einer flach geneigten Böschung entwickelten CARRIER & GREENSPAN (1958). Dabei ist die horizontale Koordinate eine Funktion der lokalen Wellenhöhe und zeitabhängig, was die Anbindung an das stehende Wellenfeld vor der Böschung erheblich erschwert.

Für lange Wellen entwickelte auch SHUTO (1972) eine Lagrangesche Beschreibung der Wellenbewegung über einer glatten ebenen Böschung. Er nimmt für den Bereich vor der Böschung (mit horizontaler Sohle) ebenfalls Flachwasserbedingungen an. Dadurch wird die Anbindung der stehenden Wellen auf der Böschung an das Wellenfeld vor dem Bauwerk erleichtert, und die Gleichungen sind auch für steile Böschungen anwendbar. Die wesentlichen Gleichungen dieses Ansatzes werden im folgenden beschrieben.

Die Partikelauslenkungen und die Druckverteilung langer stehender Wellen über horizontaler Sohle werden nach linearer Wellentheorie (Lagrangesche Betrachtung) beschrieben durch:

$$x = x_0 + \frac{H}{kh} \cos(kx_0 + \gamma) \cos \omega t \quad (2.15)$$

$$z = z_0 + \frac{H}{h} (z_0 + h) \sin(kx_0 + \gamma) \cos \omega t \quad (2.16)$$

$$p = -\rho g z_0 - \rho g \frac{H}{h} z_0 \sin(kx_0 + \gamma) \cos \omega t \quad (2.17)$$

mit: x_0, z_0 – Ruheposition des betrachteten Partikels

x, z – horizontale, vertikale Partikelposition als Funktion der Ruheposition (x_0, z_0) und der Zeit t

p – Druck an der Position (x, z) als Funktion der Ruheposition (x_0, z_0) und der Zeit t

Die Partikelauslenkungen und die Druckverteilung über der Böschung werden nach SHUTO (1972) beschrieben durch:

$$x = x_0 + \frac{\kappa'_z}{\sqrt{x_0}} J_1(\omega^* \sqrt{x_0}) \cos \omega t \quad (2.18)$$

$$z = z_0 + \kappa'_z \left[(z_0 + x_0 \tan \alpha) \frac{\omega^*}{2x_0} J_2(\omega^* \sqrt{x_0}) - \frac{\tan \alpha}{\sqrt{x_0}} J_1(\omega^* \sqrt{x_0}) \right] \cos \omega t \quad (2.19)$$

$$p = -\rho g z_0 - \rho g \frac{\omega^*}{2} \frac{x_0}{z_0} \kappa'_z J_2(\omega^* \sqrt{x_0}) \cos \omega t \quad (2.20)$$

mit: κ'_z – Wellenaufkoeffizient [$m^{3/2}$]

J_1, J_2 – Bessel-Funktionen erster Art, erster und zweiter Ordnung

Die Bedingung für einen kontinuierlichen Wasserspiegelverlauf sind gleiche horizontale und vertikale Auslenkungen des Partikels mit der Ruheposition $x_0 = h \tan \alpha$ (Böschungsfuß) und

$z_0 = 0$ (Ruhewasserspiegel). Aus Gl. 2.15 und Gl. 2.18 sowie Gl. 2.16 und Gl. 2.19 ergeben sich damit zwei Gleichungen zur Bestimmung des Phasenwinkels γ und des Wellenaufbaukoeffizienten κ'_z (vgl. SHUTO, 1972). Auf diese Weise erhält man:

$$\kappa'_z = \frac{H}{k} \frac{1}{\sqrt{h \tan \alpha}} \left[J_0^2 \left(\frac{2\omega}{\tan \alpha} \sqrt{\frac{h}{g}} \right) + J_1^2 \left(\frac{2\omega}{\tan \alpha} \sqrt{\frac{h}{g}} \right) \right]^{-1/2} \quad (2.21)$$

$$\gamma = -\frac{\pi}{2} - \frac{kh}{\tan \alpha} + \arctan \left[\frac{J_1 \left(\frac{2\omega}{\tan \alpha} \sqrt{\frac{h}{g}} \right)}{J_0 \left(\frac{2\omega}{\tan \alpha} \sqrt{\frac{h}{g}} \right)} \right] \quad (2.22)$$

Die Lage des ersten Schwebungsknotens im halbstehenden Wellenfeld vor der Böschung wird beschrieben durch $-k\gamma$.

2.2.1.2 Phasenbeziehung der Wellen vor der Böschung

Der Phasenwinkel $\Delta\gamma$ zwischen anlaufender und reflektierter Welle am Böschungsfuß ($x = h \cot \alpha$) kann unter Annahme eines linearen Zusammenhangs zwischen der Wellenlänge und der Wassertiefe (Flachwasserverhältnisse), einer unmittelbaren Anpassung der Wellenlänge an die Wassertiefe, bei Vernachlässigung der Wellenhöhe und unter Annahme des Reflexionspunktes im Schnittpunkt des Ruhewasserspiegels mit der Böschung ($x = 0$) auf relativ einfache Weise theoretisch bestimmt werden:

$$\begin{aligned} \Delta\gamma(x) &= -2 \int_0^x k \, dx = -2 \int_0^x \frac{2\pi}{T \sqrt{g h(x)}} \, dx = -8\pi \frac{\sqrt{\cot \alpha}}{T \sqrt{g}} \sqrt{x} \\ \Delta\gamma &= -8\pi \frac{\cot \alpha}{T} \sqrt{\frac{h}{g}} \quad \text{für } x = h \cot \alpha \quad (\text{Böschungsfuß}) \end{aligned} \quad (2.23)$$

mit $h(x)$ – Wassertiefe über der Böschung ($h(x) = x \tan \alpha$)

Diese Annahmen stehen jedoch im Widerspruch zur theoretischen Beschreibung langer Wellen über einer Böschung nach linearer Theorie (s. FRIEDRICHS, 1948). Unter Berücksichtigung der Wellenkinematik über der Böschung kann der Phasenwinkel $\Delta\gamma$ aus dem Ansatz von SHUTO (1972) abgeleitet werden (Gl. 2.22 und Gl. 2.15):

$$\Delta\gamma = -2 \arctan \left[\frac{J_1 \left(\frac{2\omega}{\tan \alpha} \sqrt{\frac{h}{g}} \right)}{J_0 \left(\frac{2\omega}{\tan \alpha} \sqrt{\frac{h}{g}} \right)} \right] \quad (2.24)$$

Zu dem gleichen Ergebnis kamen SUTHERLAND & O'DONOGHUE (1998), die den Phasenwinkel $\Delta\gamma$ aus dem Ansatz von LAMB (Gl. 2.14), der die Partikelauslenkungen vernachlässigt, herleiteten.

HUGHES & FOWLER (1995) und SUTHERLAND & O'DONOGHUE (1998) untersuchten den Phasenwinkel zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen an glatten undurchlässigen Böschungen und an geschütteten Wellenbrechern experimentell. Sie stellten übereinstimmend fest, daß die Wellenhöhe ebenso wie die Energiedissipation und Wellentransmission an der Böschung keinen Einfluß auf den Phasenwinkel haben. Die folgende rein empirische Erweiterung

von Gl. 2.23, die keine physikalische Grundlage hat, verwendeten sie zur Beschreibung des Phasenwinkels $\Delta\gamma$ am Böschungsfuß:

$$\Delta\gamma = -\kappa_{\Delta\gamma,1} \left(8\pi \frac{\cot \alpha}{T} \sqrt{\frac{h}{g}} \right)^{\kappa_{\Delta\gamma,2}} \quad (2.25)$$

mit den Koeffizienten:

HUGHES & FOWLER (1995): $\kappa_{\Delta\gamma,1} = 0.68$ $\kappa_{\Delta\gamma,2} = 1.15$

SUTHERLAND & O'DONOGHUE (1998): $\kappa_{\Delta\gamma,1} = 0.49$ $\kappa_{\Delta\gamma,2} = 1.25$.

Die theoretischen und empirischen Ansätze nach Gl. 2.23, Gl. 2.24 und Gl. 2.25 sind in Abb. 2.2 dargestellt.

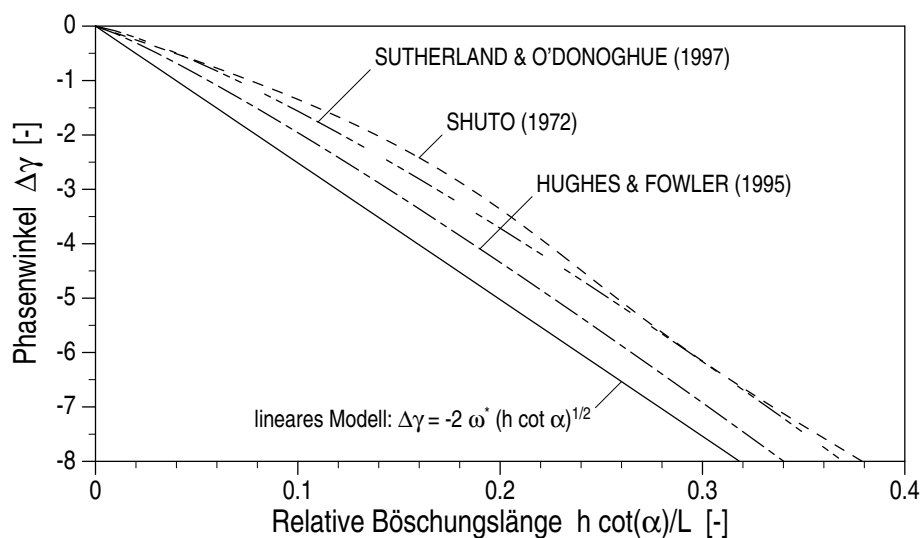


Abb. 2.2: Phasenwinkel zwischen anlaufender und reflektierter Welle am Böschungsfuß nach verschiedenen Ansätzen

2.2.1.3 Wellenauflauf

Für nichtbrechende Wellen (vollständige Reflexion) an flachen Böschungen ermittelten ISAACSON (1950) und MICHE (1951) eine relative Auflaufhöhe, die allein von der Strandneigung abhängt:

$$\frac{R}{2H} = \frac{R_u}{H} = \sqrt{\frac{\pi}{2\alpha}} \quad (2.26)$$

Der Wellenauflauf R_u für nichtbrechende Wellen auf einer steilen Böschung ergibt sich nach SHUTO (1972) aus der vertikalen Auslenkung des Partikels mit der Ruheposition $x_0 = 0$ und $z_0 = 0$. Die relative Auflaufhöhe lautet:

$$\frac{R_u}{H} = \left[J_0^2 \left(\frac{2\omega}{\tan \alpha} \sqrt{\frac{h}{g}} \right) + J_1^2 \left(\frac{2\omega}{\tan \alpha} \sqrt{\frac{h}{g}} \right) \right]^{-1/2} \quad (2.27)$$

In Abb. 2.3 sind die relativen Auflauhöhen nach Gl. 2.26 und Gl. 2.27 dargestellt. Bei Flachwasserbedingungen ist die relative Böschungslänge $kh \cot \alpha = \omega^*$. Somit besteht ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der relativen Böschungslänge und dem relativen Wellenauflauf nach SHUTO. Für den relativen Wellenauflauf nach ISAACSON bzw. MICHE ergibt sich bei dieser Auftragung eine Kurvenschar in Abhängigkeit von der relativen Wassertiefe kh . Man erkennt, daß der relative Wellenauflauf bei konstanter Böschungsneigung nach SHUTO für längere Wellen ($kh < 0.5$) überwiegend geringer und für kürzere Wellen ($kh > 0.6$) höher ist als nach ISAACSON und MICHE.

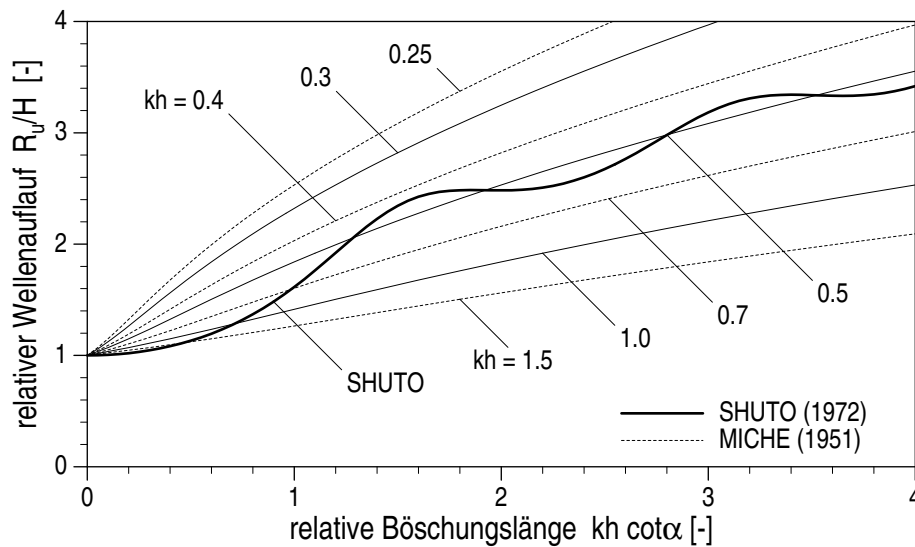


Abb. 2.3: Relativer Wellenauflauf nach SHUTO (1972) und nach ISAACSON (1950) bzw. MICHE (1951)

Es gibt eine Reihe weiterer empirischer Ansätze, die den Wellenauflauf in Abhängigkeit von der Brecherkennzahl ξ beschreiben, u.a. bei BRUUN (1985), AHRENS & HEIMBAUGH (1988), VAN DER MEER (1988, 1992) und AHRENS et al. (1993). Diese Ansätze setzen implizit voraus, daß der Wellenauflauf wesentlich durch das Wellenbrechen auf der Böschung beeinflusst wird.

Nach BURCHARTH (1993) ist der Wellenauflauf neben der Brecherkennzahl auch von der Durchlässigkeit, Porosität und Rauigkeit der Böschung abhängig. In experimentellen Untersuchungen ermittelten DRETTA & SOLLIT (1994) den Einfluß der relativen Wassertiefe h/L am Böschungsfuß auf den Wellenauflauf, und HEDGE & SRINIVAS (1994) bestätigten den Einfluß der Porosität.

Den Wellenauflauf auf der Deckschicht eines geschütteten Wellenbrechers und den darunter liegenden Schichten untersuchten OUMERACI & PARTENSKY (1990) in großmaßstäblichen

Modellversuchen. Sie schlossen aus der Abnahme der Wellenaufbauhöhe auf die Energiedissipation in den jeweiligen Schichten und ermittelten eine deutliche Zunahme der Energiedissipation mit der Wellensteilheit.

2.2.1.4 Druckverteilung auf der Böschung

Die Druckverteilung auf der Böschung ist gegeben durch Gl. 2.20. Diese Gleichung vereinfacht sich, wenn man böschungsparelle Bewegungen der Wasserpartikel auf der Böschungsoberfläche voraussetzt (SHUTO, 1972). Damit gilt $z_0 = x_0 \tan \alpha$ und $z = x \tan \alpha$. Mit Gl. 2.18 und diesen beiden Beziehungen kann die Ruheposition (x_0, z_0) des Partikels, das sich zum Zeitpunkt t an der Position (x, z) auf der Böschung befindet, iterativ bestimmt werden. Die Druckverteilung auf der Böschung wird damit beschrieben durch (vgl. Gl. 2.20):

$$\frac{p}{\rho g} = -x_0 \tan \alpha - \omega \sqrt{\frac{\tan \alpha}{g}} \kappa'_z J_2 \left(\frac{2\omega}{\sqrt{g \tan \alpha}} \sqrt{x_0} \right) \cos \omega t \quad (2.28)$$

Für relativ kurze Böschungen im Vergleich zur Wellenlänge ($kh \cot \alpha \leq 1$) gibt SHUTO die folgenden Näherungslösung an:

$$\frac{p}{\rho g} = -x_0 \tan \alpha - \frac{1}{2} \frac{\omega^3 x_0}{\sqrt{g^3 \tan \alpha}} \kappa'_z \left[1 - \frac{1}{3} \frac{\omega^2 x_0}{g \tan \alpha} \right] \cos \omega t \quad (2.29)$$

$$\text{mit: } x = x_0 - \frac{\omega}{\sqrt{g \tan \alpha}} \kappa'_z \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\omega^2 x_0}{g \tan \alpha} \right] \cos \omega t \quad (2.30)$$

$$\kappa'_z = \frac{2\sqrt{g}H}{\omega \sqrt{\tan \alpha}} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\omega^2 h}{g \tan^2 \alpha} \right] \quad (2.31)$$

Aus Gl. 2.30 erhält man eine explizite Funktion für die Ruheposition des Partikels, das sich zum Zeitpunkt t an der Position (x, z) auf der Böschung befindet. Die Eulersche Druckverteilung auf der Böschung kann dann durch Einsetzen von Gl. 2.31 und Gl. 2.30 in Gl. 2.29 näherungsweise explizit berechnet werden. Der Fehler der Näherung (Gl. 2.29) gegenüber der exakten Lösung (Gl. 2.28) beträgt weniger als 6 % (SHUTO, 1972).

2.2.1.5 Wellenreflexion

Die Wellenreflexion am Bauwerk beeinflusst die Wellenkinematik über der Wellenbrecherböschung und damit auch die Belastung der Deckschicht. LOPEZ et al. (1998) stellten in experimentellen Untersuchungen fest, daß die lokale Wellenhöhe am Bauwerksfuß, die durch die Wellenreflexion am Bauwerk bestimmt wird, maßgeblich für Schäden an der Deckschicht ist.

Die Reflexionshypothese von MICHE (1951) besagt, daß an einer glatten, undurchlässigen Böschung der Anteil der anlaufenden Welle, der die kritische Wellensteilheit überschreitet, beim Wellenbrechen auf der Böschung dissipiert wird. Der verbleibende Anteil der anlaufenden Welle wird reflektiert. MICHE leitete darüber hinaus für glatte, ebene Böschungen eine kritische Wellensteilheit ab, die allein von der Böschungsneigung abhängig ist. Damit ergibt sich der Reflexionskoeffizient für $H_0 \geq H_{krit}$:

$$K_r = \frac{H_{krit}}{H_0} = \frac{L_0}{H_0} \sqrt{\frac{2\alpha}{\pi}} \frac{\sin^2 \alpha}{\pi} \approx \frac{L_0}{H_0} \frac{\tan^{5/2} \alpha}{4} \quad (2.32)$$

Für nichtbrechende Wellen ($H_0 < H_{krit}$) ist $K_r = 1$. Die Verluste beim Reflexionsprozeß, die nicht im Zusammenhang mit dem Wellenbrechen stehen, wie die Reibungsverluste auf der Böschung, bleiben unberücksichtigt. Für durchlässige Bauwerke und raue Böschungen ist dieser Ansatz deshalb ungeeignet.

Die Brecherkennzahl ξ basiert ebenso wie die Reflexionshypothese von MICHE auf der Annahme, daß die Wellenumformung an einer Böschung im wesentlichen durch die Böschungsneigung α und die Wellensteilheit am Böschungsfuß H_0/L_0 bestimmt wird, wobei Tiefwasserverhältnisse am Böschungsfuß vorausgesetzt werden:

$$\xi = \frac{\tan \alpha}{\sqrt{H_0/L_0}} \quad (2.33)$$

Auf der Grundlage experimenteller Untersuchungen wurden verschiedene empirische Ansätze zur Beschreibung der Wellenreflexion an geschütteten Wellenbrechern in Abhängigkeit von der Brecherkennzahl entwickelt (s. Tab. 2.2), wobei z.T. abgewandelte Brecherkennzahlen mit lokalen Wellenparametern am Bauwerksfuß verwendet wurden (u.a. BATTJES, 1974; GIMENEZ-CURTO, 1979; SEELIG & AHRENS, 1981; BÜRGER et al., 1988 und POSTMAR, 1989). Diese Ansätze sind sinnvoll, wenn die Durchlässigkeit und die Rauhigkeit der Böschung eine untergeordnete Rolle spielen.

Tab. 2.2: Empirische Ansätze zur Abschätzung der Wellenreflexion

Autor	Brecherkennzahl ξ	Reflexionskoeffizient K_r
BATTJES (1974)	$\tan \alpha / \sqrt{H/L_0}$	$0.1 \xi^2$
GIMENEZ-CURTO (1979)	$\tan \alpha / \sqrt{H/L_0}$	$0.5 [1 - \exp(-0.125 \xi)]$
SEELIG & AHRENS (1981)	$\tan \alpha / \sqrt{H/L_0}$	$0.6 \xi^2 / (6.6 + \xi^2)$
BÜRGER et al. (1988)	$\tan \alpha / \sqrt{H/L}$	$0.6 \xi^2 / (12 + \xi^2)$
POSTMAR (1989)	$\tan \alpha / \sqrt{H/L_0}$	$0.125 \xi^{0.73}$
VAN DER MEER ¹⁾ (1992)	$K_P^{-0.08} \tan^{0.62} \alpha / (H/L_0)^{0.46}$	0.07ξ
HUGHES & FOWLER (1995)	$\sqrt{h/gT^2} / \tan \alpha$	$1 / (1 + 7.1 \xi^{0.8})$

¹⁾ für mehrschichtige Wellenbrecher wird ein Durchlässigkeitskoeffizient $K_P = 0.4$ empfohlen

Einige Autoren erweiterten die Brecherkennzahl durch zusätzliche Parameter oder veränderten die Wichtung der einzelnen Parameter innerhalb der Brecherkennzahl. So fügte VAN DER MEER (1992) die Durchlässigkeit (Koeffizient K_P) in die Brecherkennzahl ein und reduzierte den Böschungseinfluß $\tan \alpha$. HUGHES & FOWLER (1995) ersetzten die Wellensteilheit H_0/L_0 durch die relative Wassertiefe am Bauwerksfuß h/L_0 . Für sehr geringe Wassertiefen am Bauwerksfuß, die den limitierenden Faktor für die Wellenhöhe am Bauwerk darstellen, und für Reflexionsbrecher mit sehr geringer Energiedissipation beim Brechen ist diese Form vorteilhaft.

Alle Ansätze, die auf der ursprünglichen (Gl. 2.33) oder modifizierten Brecherkennzahl aufbauen, gehen davon aus, daß die Prozesse der Wellenumformung auf der Böschung maßgeblich für die Gesamtreflexion sind. Die Prozesse im Bauwerk spielen demgegenüber eine untergeordnete Rolle. Eine Ausnahme bildet der von DAVIDSON et al. (1996) aus Naturmessungen und experimentellen Untersuchungen abgeleitete empirische Ansatz zur Beschreibung der Wellenreflexion

in Abhängigkeit der Brecherkennzahl (ξ), der Wellentransmission (d/H_i), der Rauigkeit der Böschung ($\sqrt{d/L_0} \cot \alpha$), der Durchlässigkeit des Bauwerks (Koeffizient $K_P = 0.4$ nach VAN DER MEER, 1988) und der relativen Wassertiefe am Bauwerksfuß (h/L_0):

$$K_r = 0.298 \ln(\xi) - 0.011 \frac{d}{H_i} - 0.321 \ln \left(\sqrt{\frac{d}{L_0}} \cot \alpha \right) - 0.191 K_P - 0.358 \frac{h}{L_0} - 0.049 \quad (2.34)$$

Im Gegensatz zu den empirischen Ansätzen gehen die potentialtheoretischen Modelle der Wellenreflexion an einem Rechteckwellenbrecher (z.B. LE MÉHAUTÉ, 1957) davon aus, daß die Reflexion maßgeblich durch die Prozesse im Inneren des Bauwerks beeinflusst wird (s. Abschnitt 2.2.2). Die Wellenreflexion ist danach abhängig von der Wellenlänge, der Bauwerkslänge und dem hydraulischen Widerstand des Steinmaterials (und somit auch von der Wellenhöhe) (vgl. Gl. 2.47).

2.2.1.6 Energiedissipation an einer rauhen Böschung

Die Energiedissipation an rauhen, undurchlässigen Böschungen untersuchten MADSEN & WHITE (1976) theoretisch für lineare lange Wellen und unter Verwendung des Ansatzes nach LAMB (1932) zur Beschreibung der stehenden Wellen über der Böschung (Gl. 2.14). Sie nahmen an, daß die Strömung auf der Böschung vollständig turbulent ist und daß der Reibungskoeffizient K_f ausschließlich von der relativen Rauigkeit der Böschung abhängt:

$$K_f = f \left(d R_u \cot \alpha, \frac{d}{h} \right) \quad (2.35)$$

mit: d – Steindurchmesser auf der Böschung
 $R_u \cot \alpha$ – horizontale Partikelauslenkung auf der Böschung in Höhe des Ruhewasserspiegels
 h – Wassertiefe am Böschungsfuß

Für den Reibungskoeffizienten K_f und den linearisierten Strömungswiderstand (durch Reibung auf der Böschungsoberfläche) werden halbempirische Gleichungen angegeben. Darüber hinaus wurden Diagramme für die Abnahme der Wellenreflexion und des Wellenaufbaus entwickelt.

2.2.1.7 Resonanzerscheinungen auf der Böschung

Die größten Beschleunigungen (Änderungen der Strömungsgeschwindigkeit und -richtung) auf einer Böschung treten beim Zusammentreffen des Wellenrücklaufs mit der nachfolgenden anlaufenden Welle auf (HALD, 1998). Nach MELBY & KOBAYASHI (1996) treten dabei auch die größten Geschwindigkeiten an der Böschungsoberfläche auf. Ist die Rücklaufperiode gleich der Wellenperiode der anlaufenden Wellen, d.h. bricht die nachfolgende Welle beim Zusammentreffen mit dem Rücklaufschwall am tiefsten Punkt des Wellenrücklaufs, dann spricht man von Resonanz (HALL, 1987). Diese Resonanz stellt die kritischste Belastungssituation für die Deckschicht dar (vgl. BRUUN & JOHANNESSON, 1976; GÜNBAK, 1976; SAWARAGI et al., 1982 und 1983; HALL, 1994 und HALD, 1998).

2.2.2 Wellenausbreitung im Bauwerk

2.2.2.1 Experimentelle Untersuchungen und Naturmessungen

Die Wellenausbreitung in einem geschütteten Wellenbrecher wurde von HALL (1991, 1994) in kleinmaßstäblichen Modellversuchen untersucht. Die Ergebnisse großmaßstäblicher Modellversuche werden bei BÜRGER et al. (1988), OUMERACI & PARTENSKY (1990) und MUTTRAY et al. (1992, 1995) beschrieben. Naturmessungen am Wellenbrecher von Zeebrügge wurden von TROCH et al. (1996, 1998) durchgeführt.

Die größten *Wasserspiegelauslenkungen* im Kern des Wellenbrechers treten am seeseitigen Übergang zur Filterschicht auf. Sie nehmen anschließend in Wellenfortschrittsrichtung exponentiell ab (HALL, 1991; MUTTRAY et al., 1995). Bei sehr großen Wellen beobachtete HALL jedoch einen konstanten Verlauf der maximalen Wasserspiegelauslenkungen im seewärtigen Teil des Wellenbrecherkerns, der u.U. auf „internen Wellenüberlauf“ (der Auflauf innerhalb der Filterschicht erreicht die Krone des Wellenbrecherkerns, so daß es im Kronenbereich zu einer Infiltration kommt) zurückzuführen ist. Die maximalen Wasserspiegelauslenkungen im Kern, der Set-up und die Eindringtiefe der Wellen in das Bauwerk nehmen mit zunehmender Wellenhöhe, Wellenperiode und Böschungsneigung zu. Darüber hinaus nehmen die Wasserspiegelauslenkungen im Kern (i) mit zunehmender Durchlässigkeit der Deckschicht und des Kernmaterials zu und (ii) mit zunehmender Dicke der Filterschicht ab (HALL, 1991).

Die Amplituden der *Porenwasserdruckoszillationen* im Kern nehmen mit zunehmender Wellenhöhe und Wellenperiode der anlaufenden Wellen zu (OUMERACI & PARTENSKY, 1990). Dabei bleiben die Anstiegszeiten des Drucks jedoch nahezu konstant (HALL, 1994). In Wellenfortschrittsrichtung nehmen die Porenwasserdruckoszillationen ab. Die Dämpfung der Porenwasserdrücke nimmt mit zunehmender Wellenhöhe zu und mit zunehmender Wellenperiode ab (BÜRGER et al., 1988; TROCH et al., 1996). Mit zunehmendem Abstand vom Ruhewasserspiegel wird die Dämpfung der Porenwasserdruckschwankungen geringer (OUMERACI & PARTENSKY, 1990; TROCH et al., 1996). In vertikale Richtung nehmen die Porenwasserdruckschwankungen leicht ab. Senkrecht zur Wellenbrecherböschung beobachteten BÜRGER et al. (1988) lediglich eine geringfügige Druckabnahme, MUTTRAY et al. (1992) dagegen eine deutliche Abnahme. Die Druckabnahme entlang eines solchen böschungsnormalen Schnitts hängt offenbar wesentlich davon ab, wie weit der betrachtete Schnitt sich in den Kernbereich des Wellenbrechers erstreckt.

OUMERACI & PARTENSKY (1990) verwendeten einen exponentiellen Ansatz, um die Abnahme der Porenwasserdruckschwankungen in horizontaler Richtung zu beschreiben:

$$P(x) = P_0 \exp \left(-K_d \frac{2\pi}{L'} x \right) \quad (2.36)$$

mit: K_d – Dämpfungskoeffizient [–]
 P_0 – Druckschwankungen an der Position $x = 0$ [Pa]
 $P(x)$ – Druckschwankungen an der Position x [Pa]
 L' – Wellenlänge im Bauwerk [m]

TROCH et al. (1996) bestätigten durch Naturmessungen die exponentielle Abnahme der Druckschwankungen im Wellenbrecherkern.

Material und Schichtaufbau des Wellenbrechers haben nahezu keinen Einfluß auf den externen Druckverlauf auf der Böschung (HALL, 1994). Der Druckverlauf auf dem Kern wird geringfügig durch das Kernmaterial und das Deckschichtmaterial und wesentlich durch die Anzahl der Deckschichten beeinflußt (HALL, 1994).

2.2.2.2 Potentialtheoretische Modelle

Die einzige bekannte theoretische Beschreibung der Wellenausbreitung in einem geschütteten Wellenbrecher, für die analytische Lösungen existieren, liefert das im folgenden dargestellte potentialtheoretische Modell. Die wesentlichen Gleichungen für dieses Modell werden als Funktion der in Abschnitt 2.1.2 beschriebenen Widerstandskoeffizienten angegeben.

Potentialtheoretische Modelle setzen ein wirbelfreies Strömungsfeld ($\text{rot } \vec{v} = 0$) voraus, das durch ein Geschwindigkeitspotential φ beschrieben werden kann. Bei der Beschreibung der Wellenbewegung an und in einem geschütteten Wellenbrecher wird zwischen den drei Bereichen vor, im und hinter dem Bauwerk unterschieden (LE M'CHAUTÉ, 1957/58; KONDO & TOMA, 1972; SOLLIT & CROSS, 1972; MADSEN, 1974).

Das Wellenfeld vor dem Bauwerk ergibt sich aus der Überlagerung der anlaufenden und der reflektierten Wellen. Der reflektierte Wellenzug setzt sich zusammen aus Reflexionen an der Bauwerksfront und Wellenanteilen aus dem Bauwerkskern, die sich seewärts ausbreiten. Im Wellenbrecher überlagern sich mehrere gedämpfte Wellen: Die an der Bauwerksfront teilweise transmittierte anlaufende Welle breitet sich im Bauwerk landwärts aus, wird am landseitigen Bauwerksende teilweise reflektiert und produziert weitere Teilreflexionen an den jeweiligen Bauwerksenden. Aufgrund der Wellendämpfung im Bauwerk sind die Wellenanteile i.d.R. bereits nach der zweiten Reflexion vernachlässigbar. Hinter dem Bauwerk entsteht eine fortschreitende Welle aus den Wellenanteilen, die sich im Kern landwärts bewegen und am Bauwerksende transmittiert werden (LE M'CHAUTÉ, 1957/58; SOLLIT & CROSS, 1972).

Die potentialtheoretischen Modelle für geschüttete Wellenbrecher setzen homogene Rechteckwellenbrecher auf ebener Sohle, senkrechten Wellenangriff, Wellen kleiner Amplitude (lineare Wellentheorie), reibungsfreie Strömung außerhalb des Bauwerks und einen linearen hydraulischen Widerstand (Koeffizient a_{eq}) im Wellenbrecher voraus. (LE M'CHAUTÉ, 1957/58; SOLLIT & CROSS, 1972; MADSEN, 1974). Die konvektive Beschleunigung wird vernachlässigt, da sie gegenüber dem hydraulischen Widerstand das Strömungsfeld nur geringfügig beeinflußt (SOLLIT & CROSS, 1972). Die dimensionslose Bewegungsgleichung lautet (s. Gl. 2.12):

$$\begin{aligned} c \frac{\delta \vec{v}_f}{\delta t} &= -\text{grad} \left(\frac{p}{\rho g} + z \right) - a \vec{v}_f - b |\vec{v}_f| \vec{v}_f \\ &= -\text{grad} \left(\frac{p}{\rho g} + z \right) - a_{eq} \vec{v}_f \end{aligned} \quad (2.37)$$

mit: a, b, c – Forchheimer–Koeffizienten

a_{eq} – äquivalenter Widerstandskoeffizient der linearisierten Bewegungsgleichung (s. Gl. 2.44; a_{eq}/n entspricht $f\omega$ bei SOLLIT & CROSS, 1972)

Für eine wirbelfreie Strömung ($\text{rot } \vec{v}_f = 0$) mit dem Potential φ , für das gilt $v_m = \text{grad } \varphi$ (mit $v_f = nv_m$), erhält man aus der Bewegungsgleichung die linearisierte instationäre Bernoulli–

Gleichung für die gemittelte Strömung in einem porösen Medium:

$$c n \frac{\delta \varphi}{\delta t} + \frac{p}{\varrho g} + z + a_{eq} n \varphi = \text{konst.} \quad (2.38)$$

BIESEL (1950) und LE MČHAUTĆ (1957/58) geben eine zweidimensionale Lösung für die Potentialfunktion an, die (i) die Randbedingung an der undurchlässigen Sohle, (ii) die dynamische und kinematische Randbedingung an der freien Oberfläche (für Wellen kleiner Amplitude) und (iii) die Laplace–Gleichung im gesamten Strömungsfeld erfüllt, jedoch keine zusätzliche, der Wellenbewegung überlagerte Strömung berücksichtigt.

$$\begin{aligned} \varphi = & \frac{H \omega}{2 k'} e^{-K_d k' x} \left[-\cos(K_d k' (z + h)) \frac{\cosh(k' (z + h))}{\sinh(k' h)} \sin(k' x - \omega t) \right. \\ & \left. + \sin(K_d k' (z + h)) \frac{\sinh(k' (z + h))}{\sinh(k' h)} \cos(k' x - \omega t) \right] \end{aligned} \quad (2.39)$$

mit: H – Wellenhöhe an der Position $x = 0$

k' – Wellenzahl im porösen Medium $= 2\pi/L'$ (L' = Wellenlänge im porösen Medium)

K_d – Dämpfungskoeffizient

Der Wellenzahl im Bauwerk k' und der Dämpfungskoeffizient K_d werden nach LE MČHAUTĆ durch zwei Dispersionsgleichungen bestimmt:

$$\omega^2 = \frac{k'}{nc} \tanh(k' h) \frac{1 - K_d \frac{\sin(2K_d k' h)}{\sinh(2k' h)}}{1 - \frac{\sin^2(K_d k' h)}{\cosh^2(k' h)}} \quad (2.40)$$

$$\frac{a_{eq}}{c} = K_d \omega \frac{1 + \frac{1}{K_d} \frac{\sin(2K_d k' h)}{\sinh(2k' h)}}{1 - \frac{\sin^2(K_d k' h)}{\cosh^2(k' h)}} \quad (2.41)$$

Für reibungsfreie Strömung (mit $a_{eq} = 0$ bzw. $K_d = 0$) in einem vollständig durchlässigen porösen Medium (mit $c n g = 1$ bzw. $n = 1$) reduzieren sich Gl. 2.39 und Gl. 2.40 auf die Potentialfunktion und die Dispersionsgleichung einer fortschreitenden Welle nach linearer Wellentheorie (Gl. 3.1 und Gl. 3.18).

Für kleine Dämpfungskoeffizienten K_d , sind die Dämpfungsterme zweiter Ordnung vernachlässigbar und Gl. 2.40 und Gl. 2.41 vereinfachen sich zu:

$$\omega^2 = \frac{k'}{nc} \tanh(k' h) \quad (2.42)$$

$$\frac{a_{eq}}{c} = K_d \omega \left[1 + \frac{2k' h}{\sinh(2k' h)} \right] \quad (2.43)$$

Den äquivalente Widerstandskoeffizienten a_{eq} bestimmte LEAN (1967) unter Verwendung der Lorentz–Hypothese gleicher Arbeit, die besagt, daß die Energiedissipation innerhalb einer Wellenperiode für den nichtlinearen und den äquivalenten linearen Widerstandsansatz gleich sein

muß. Die auf ein Volumenelement bezogene Energiedissipation pro Zeiteinheit ergibt sich aus dem Produkt der bezogenen Widerstandskraft (F/m) und des Massentransports (mv/V). Die Integration über das gesamte Strömungsfeld im Wellenbrecher (Bauwerksbreite l) und über eine Wellenperiode liefert die gesamte Energiedissipation (SOLLIT & CROSS, 1972; DALRYMPLE et al., 1991).

$$a_{eq} = \frac{\int_{-h}^0 \int_0^l \int_0^T (a + b |\vec{v}_f|) \vec{v}_f^2 dt dx dz}{\int_{-h}^0 \int_0^l \int_0^T \vec{v}_f^2 dt dx dz} \quad (2.44)$$

Der äquivalente lineare Widerstandskoeffizient a_{eq} muß iterativ berechnet werden, da die Geschwindigkeitsverteilung im Bauwerk als bekannt vorausgesetzt wird (s. SOLLIT & CROSS, 1972).

MADSEN (1974) leitete für lange Wellen (Flachwasserverhältnisse; $p(z) = \text{konst.}$ und $u(z) = \text{konst.}$) und kleine Bauwerkslängen ($l \ll L$; lineare Änderung von $p(x)$, $u(x)$ und $\eta(x)$ im Bauwerk) einen analytischen Ansatz für die Energiedissipation im Bauwerk und den Widerstandskoeffizienten a_{eq} her:

$$a_{eq} = \frac{1}{l} \sqrt{\frac{h}{g}} \left[\sqrt{1 + b H_i \frac{8gl}{3\pi h} \left(1 + \frac{(Re)_{krit}}{Re}\right)} - 1 \right] \quad (2.45)$$

$$\text{mit: } Re = \frac{|\bar{u}_f| d}{\nu} ; \quad (Re)_{krit} \approx \frac{3\pi}{8} \frac{K_a}{K_b} (1 - n)$$

$$|\bar{u}_f| = \frac{H_i}{2\sqrt{h/g + a_{eq} l}}$$

- und: Re – Reynolds-Zahl für das gesamte Bauwerk
 $(Re)_{krit}$ – kritische Reynolds-Zahl für den Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung
 $|\bar{u}_f|$ – Absolutwert der mittleren horizontalen Strömungsgeschwindigkeit
 K_a, K_b – empirische Beiwerte zur Bestimmung der Forchheimer-Koeffizienten a, b

Für die kornbezogene Reynolds-Zahl Re des gesamten Wellenbrechers verwendet MADSEN die mittlere horizontale Filtergeschwindigkeit $|\bar{u}_f|$ und den Korndurchmesser d als charakteristische Geschwindigkeit und Länge.

Die kritische Reynolds-Zahl $(Re)_{krit}$ für den Übergang von überwiegend laminarer zu turbulenter Strömung im porösen Medium, ermittelte MADSEN durch den Vergleich des linearen und des quadratischen Widerstands ($a \vec{v}_f = b |\vec{v}_f| \vec{v}_f$ für $Re = (Re)_{krit}$). Mit den Forchheimer-Koeffizienten a und b (nach Gl. 2.8 und Gl. 2.9) und $|\vec{v}_f| \approx |\bar{u}_f|$ ist die kritische Reynolds-Zahl abhängig von den empirischen Koeffizienten K_a, K_b und der Porosität n und liegt im Bereich 10^2 bis 10^3 .

Der Absolutwert der mittleren horizontalen Filtergeschwindigkeit im gesamten Bauwerk $|\bar{u}_f|$ wurde nach MADSEN aus Gl. 2.37 mit $u_f = n (H/2) \sqrt{g/h} \cos(kx - \omega t)$ bestimmt, wobei vereinfachend $K_M = 0$ angenommen wurde.

Für vollständig turbulente Strömungen ist der Term $(Re)_{krit}/Re$ vernachlässigbar und Gl. 2.45 entspricht dem Ansatz von MEI (1973) (zitiert in MADSEN, 1974).

Die vollständige Lösung beschreibt das gesamte Strömungsfeld, das die drei Bereiche vor, im und hinter dem Rechteckwellenbrecher umfaßt. Als Übergangsbedingungen zwischen den Strömungsfeldern innerhalb und außerhalb des Bauwerks werden die Kontinuität des horizontalen Massenstroms und des Drucks für die Front- und Rückseite des Wellenbrechers angenommen. Aus der Kontinuität des Drucks ergibt sich ein ebenfalls kontinuierlicher Verlauf der Wasserspiegellinie außerhalb und innerhalb des Bauwerks (Gl. 2.37).

Das Vorgehen für eine numerische Lösung durch Eigenfunktionen ist bei SOLLIT & CROSS (1972), DALRYMPLE et al. (1991) und HUANG & CHAO (1992) beschrieben. Analytische Lösungen sind nur für folgende Sonderfälle möglich:

- vollständig durchlässiges Bauwerk mit $c = n = 1$ und $k = k'$, wobei die Wellendämpfung allein vom Widerstandskoeffizienten a_{eq} abhängt (LE MČHAUTĆ, 1957/58);
- schmales Bauwerk ($l \ll L$ und $k = k'$) mit linearem Verlauf von Druck, horizontaler Geschwindigkeit und Wasserspiegelauslenkung im Bauwerk (LE MČHAUTĆ, 1957/58 und MADSEN, 1974).

Für schmale Bauwerke ($l \ll L$) ermittelte LE MČHAUTĆ (1957/58) den Reflexions- und Transmissionskoeffizient:

$$K_r = \frac{1}{1 + \frac{2}{gkl} \sqrt{\frac{1}{(cn/l)^2 + (a_{eq}/\omega)^2}}} \quad (2.46)$$

$$K_t = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} gkl \sqrt{c^2 + (a_{eq}/\omega)^2}} \quad (2.47)$$

Bei Vernachlässigung des Trägheitsterms ($c = 0$) und für Flachwasserbedingungen ($\omega/k = \sqrt{gh}$) entsprechen diese Gleichungen den Ergebnissen von MADSEN (1974).

Weitere numerische Lösungen wurden entwickelt für schrägen Wellenangriff (DALRYMPLE et al. , 1991), unregelmäßige Wellen (LOSADA et al. 1997), halbinendliche Rechteckwellenbrecher (DALRYMPLE et al. , 1991), Rechteckwellenbrecher mit undurchlässiger Rückwand (DALRYMPLE et al. , 1991), mehrschichtige Rechteckwellenbrecher (TWU & WANG, 1994), getauchte Rechteckwellenbrecher (LOSADA, 1996) und für getauchte Rechteckwellenbrecher mit undurchlässigem Kronenbauwerk (LOSADA, 1996).

Darüber hinaus bestimmten LOSADA et al. (1998) in einem linearen potentialtheoretischen Modell eines Rechteckwellenbrechers die mittlere Strömung und die mittlere Wasserspiegellage nach Theorie 2. Ordnung. Der Rechteckwellenbrecher wird als ein dissipatives Medium angesehen, das der Brecherzone mechanisch ähnlich ist. Das Modell prognostiziert ein Absinken des mittleren Wasserspiegels vor dem Bauwerk und einen kontinuierlichen Anstieg im Bauwerk. Der Wasserspiegelgradient im Bauwerk erzeugt eine Rückströmung, die proportional zum hydraulischen Widerstand des Bauwerks ist.

2.2.3 Wechselwirkungen zwischen externer und interner Strömung

Die externe und interne Strömung in einem geschütteten Wellenbrecher wird maßgeblich durch die lokalen Wasserspiegeländerungen beeinflusst. Die Druckverteilung in vertikale Richtung kann dabei in erster Näherung als linear (hydrostatischer Druckverlauf) angenommen werden (DE GROOT, 1994). Ein wesentlicher Unterschied zwischen externer und interner Strömung liegt darin, daß die Strömung im Bauwerk vorwiegend durch Reibungs- und Trägheitskräfte und die Strömung außerhalb durch Trägheits- und Schwerkkräfte beeinflusst wird.

Die Reibung begrenzt die Bewegungsmöglichkeiten des Wassers im Bauwerk und damit auch die Geschwindigkeit der internen Wasserspiegelauslenkungen. An der Bauwerksoberfläche können Unstetigkeiten im Verlauf der Wasserspiegellinie auftreten, wobei der externe Wasserspiegel beim Wellenaufbau über und beim Wellenrücklauf unter dem internen Wasserspiegel liegt (DE GROOT, 1994).

DE GROOT (1994) ermittelte in einem eindimensionalen numerischen Modell eines geschütteten Wellenbrechers, daß die maximale Geschwindigkeit des internen Wellenauf- und -rücklaufs die externe Auflaufhöhe nur geringfügig beeinflusst, den internen Auflauf hingegen sehr wesentlich. Für die maximale Abwärtsbewegung legte er die „Geschwindigkeit des freien Falls“ fest, die einem Druckgradienten von $I = 1$ (hydrostatische Druckverteilung) entspricht. In der Aufwärtsbewegung sind größere Geschwindigkeiten möglich, nach HÖLSCHER et al. (1988) werden Gradienten bis $I = 3$ erreicht.

2.2.3.1 Internes Wellenbrechen

Internes Wellenbrechen in einem geschütteten Wellenbrecher tritt auf, wenn die vertikale Geschwindigkeit des auflaufenden Wasserschwall auf der Böschung oder auf einer Schichtgrenze im Bauwerk größer ist als die vertikale Filtergeschwindigkeit unterhalb der Böschungsoberfläche bzw. Schichtgrenze (HANNOURA & MCCORQUODALE, 1985). Dadurch entsteht ein diskontinuierlicher Verlauf der Wasserspiegellinie an der Böschungsoberfläche (bzw. Schichtgrenze). Das interne Wellenbrechen ist gekennzeichnet durch eine steile Wellenfront — vielfach bildet sich sogar ein Überhang aus — und durch starken Lufteintrag. Das Luft-Wasser-Gemisch bewegt sich als Zweiphasenströmung in der Steinschüttung, d.h. der hydraulische Widerstand vergrößert sich. HANNOURA & MCCORQUODALE (1985) entwickelten einen empirischen Ansatz, um die räumliche Ausdehnung des Bereichs mit Zweiphasenströmung zu beschreiben:

$$A_2 = 3.73 R_u^2 \cot \alpha \sqrt{\frac{v_{Ru}}{v_{f,max}}} (1 - \sin \alpha)^{1.15} \quad (2.48)$$

mit: A_2 – Fläche mit Zweiphasenströmung im Wellenbrecher [m^2]
 v_{Ru} – Geschwindigkeit im Wellenaufbau [m/s]
 $v_{f,max}$ – maximale Filtergeschwindigkeit im Bauwerk [m/s]

Die größte horizontale Ausdehnung der Zweiphasenströmung im Wellenbrecher kann nach HANNOURA & MCCORQUODALE (1985) abgeschätzt werden mit A_2/R_u . Die maximale Filtergeschwindigkeit ermitteln sie für einen Gradienten $I = 1$, nach HÖLSCHER et al. (1988) sind

jedoch auch größere Gradienten möglich. Die maximale böschungsparallele Geschwindigkeit im Wellenaufbau kann abgeschätzt werden mit $v_{Ru} = \sqrt{2gR_u} \approx \sqrt{2gH}$ (HALD, 1998).

2.2.3.2 Unstetigkeiten im Druckverlauf

Bei der Durchströmung poröser Medien kann sich der Druckgradient bei einer plötzlichen Änderung der Durchlässigkeit (z.B. an einer Schichtgrenze oder an der Oberfläche) sprunghaft verändern. Der Verlauf des Druckgradienten an der Oberfläche eines geschütteten Wellenbrechers wurde von BALDOCK & HOLMES (1996) experimentell untersucht. Die Wellenbrecherböschung liegt in einem Schwebungsbauch des halbstehenden Wellenfeldes. Entsprechend ist der horizontale Druckgradient sehr wenig ausgeprägt. BALDOCK & HOLMES beobachteten einen deutlichen Anstieg des vertikalen Druckgradienten im porösen Medium in der Nähe der Böschungsoberfläche und einen sprunghaften Abfall des Druckgradienten an der Oberfläche.

Die Unstetigkeit im Druckverlauf kann theoretisch mit der Navier–Stokes–Gleichung bestimmt werden. Im Übergang zwischen einer reibungsfreien Strömung außerhalb des porösen Mediums und einer reibungsbehafteten Strömung im porösen Medium, die durch Gl. 2.12 beschrieben wird, ergibt sich mit $\vec{v}_f = \vec{v}$ der folgende Druckverlauf bei der Einströmung:

$$\frac{\Delta p}{\rho g} = -\vec{v}^2 \left(\frac{1}{n^2 g} - \frac{1}{g} \right) - \Delta l \left[\frac{2\vec{g}}{g} + a \vec{v} + b |\vec{v}| \vec{v} + \frac{\delta \vec{v}}{\delta t} \left(c + \frac{1}{g} \right) \right] \quad (2.49)$$

Dabei beschreibt Δp die Druckdifferenz zwischen zwei Punkten mit einem relativen Abstand von $2 \Delta l$ und mit einem Abstand von Δl von der Oberfläche des porösen Mediums. Strebt Δl gegen Null, dann ergibt sich ein sprunghafter Druckanstieg, der alleine vom Geschwindigkeitsquadrat und von der Porosität abhängt. Dieser Druckanstieg resultiert aus dem konvektiven Beschleunigungsterm in Gl. 2.12 und wird damit in theoretischen Ansätzen, die die konvektive Beschleunigung vernachlässigen, nicht erfaßt.

Die Unstetigkeit im Druckverlauf bei einer Ausströmung aus dem porösen Medium entspricht der Einströmung (Gl. 2.49), lediglich das Vorzeichen des ersten Terms auf der rechten Seite ändert sich.

VAN GENT et al. (1994) verwendeten diese analytische Lösung für die Unstetigkeit im Druckverlauf zur Verifikation eines numerischen Modells der welleninduzierten Strömungen an und in einem geschütteten Wellenbrecher.

Die Unstetigkeit im Druckverlauf an der Schichtgrenze zwischen zwei porösen Medien mit der Porosität n_1 und n_2 und den hydraulischen Widerstandskoeffizienten a_1 , b_1 und c_1 bzw. a_2 , b_2 und c_2 wird für eine Strömung vom Medium 1 zum Medium 2 beschrieben durch:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p}{\rho g} = & -\vec{v}^2 \left(\frac{1}{n_2^2 g} - \frac{1}{n_1^2 g} \right) \\ & - \Delta l \left[\frac{2\vec{g}}{g} + (a_1 + a_2) \vec{v} + (b_1 + b_2) |\vec{v}| \vec{v} + \frac{\delta \vec{v}}{\delta t} (c_1 + c_2) \right] \end{aligned} \quad (2.50)$$

2.2.3.3 Set-up im Bauwerk

Bei der Wellenbewegung auf der Böschung handelt es sich um einen geometrisch nichtlinearen Prozeß (BARENDs, 1993). Die durchströmte Fläche ist bei der Einströmung (Wellenauflauf) größer als bei der Ausströmung (Wellenrücklauf). Darüber hinaus ist der Strömungspfad bei der Einströmung kürzer als bei der Ausströmung. Bei den zyklischen Wasserspiegelschwankungen dringt deshalb mehr Wasser in das Bauwerk ein als austritt. Dadurch steigt der mittlere Wasserspiegel im Bauwerk an (Set-up), und es entsteht eine Rückströmung, die das Gleichgewicht zwischen Ein- und Ausströmung wiederherstellt.

Der Set-up $\bar{\eta}$ in einem geschütteten Wellenbrecher ist nach BARENDs (1993) in erster Linie von der Wellenhöhe H vor dem Bauwerk abhängig:

$$\bar{\eta} \propto \frac{H^2}{\sqrt{nKhT} \tan \alpha} \quad (2.51)$$

mit: K – hydraulische Durchlässigkeit [m/s]

In großmaßstäblichen hydraulischen Modellversuchen ermittelten BÜRGER et al. (1988) einen Anstieg des mittleren Wasserspiegels im Bauwerk von 10% bis 20% der anlaufenden Wellenhöhe. Dieses Ergebnis entspricht in etwa dem nach dem BARENDs–Ansatz (Gl. 2.51) prognostizierten Set-up.

LOVELESS et al. (1998) untersuchten den Wasserspiegelanstieg hinter einem geschütteten Wellenbrecher experimentell in einem Wellenkanal und stellten ebenfalls fest, daß der Set-up proportional zum Quadrat der Wellenhöhe ist. Darüber hinaus ermittelten sie eine proportionale Abhängigkeit von der Wellenlänge und einen umgekehrt proportionalen Zusammenhang mit dem Steindurchmesser. Bei Wellenüberlauf bestimmten sie die relative Freibordhöhe (bezogen auf die Wellenhöhe) als eine weitere wesentliche Einflußgröße.

Die durch den Wasserspiegelanstieg im und hinter einem Wellenbrecher entstehende Umströmung des Bauwerks beschrieben MORY & HAMM (1997) qualitativ auf der Grundlage experimenteller Untersuchungen in einem Wellenbecken. Diese Untersuchungen zeigen, daß die durch Set-up induzierten Strömungen eine wesentliche Einflußgröße beim Entwurf eines Wellenbrechers sein können.

In Naturmessungen am Wellenbrecher von Zeebrügge bestätigte TROCH et al. (1996), (1998) die Ergebnisse von BÜRGER et al. (1988) und von BARENDs (1993), wonach der Set-up im Bauwerk in der Größenordnung von $0.1 - 0.2H_i$ liegt, und sie stellten darüber hinaus fest, daß der Set-up im Bauwerk mit zunehmendem Abstand zur seeseitigen Böschung ansteigt.

2.3 Zusammenfassung und Bewertung

Strömungen in porösen Medien

Die aus der Navier–Stokes–Gleichung abgeleitete gemittelte Bewegungsgleichung (Gl. 2.12) beschreibt die welleninduzierten Strömungen in einem geschütteten Wellenbrecher, sofern geeignete Parameter zur Beschreibung des porösen Mediums und geeignete Widerstandskoeffizienten verwendet werden. Ist das Schüttsteinmaterial anisotrop oder inhomogen, dann sind die

Materialparameter und die Widerstandsbeiwerte nur bereichsweise gültig und variieren u.U. mit der Bewegungsrichtung. Soll die Bewegung eines Luft–Wasser–Gemisches in der Steinschüttung beschrieben werden, dann müssen die Porosität und die Widerstandskoeffizienten für jede Bewegungsrichtung an den Luftgehalt angepaßt werden. Sofern das Wasser oder Luft–Wasser–Gemisch annähernd inkompressibel und die Steinschüttung annähernd starr ist, liegen die Anwendungsgrenzen der gemittelten Bewegungsgleichung weniger in der Gleichung selbst, sondern vielmehr in der Genauigkeit der Materialparameter und der Widerstandskoeffizienten.

Es gibt eine Reihe empirischer Ansätze zur Bestimmung des hydraulischen Widerstands bei der Durchströmung poröser Medien. Hier wurde ein polinomischer Ansatz (die erweiterte Forchheimer–Gleichung) ausgewählt, weil er (i) für nahezu jede Strömungsform angepaßt werden kann, (ii) eine große Anzahl experimenteller und theoretischer Untersuchungen zur Bestimmung der Widerstandskoeffizienten für diesen Ansatz vorliegen und (iii) die Widerstandskoeffizienten der gemittelten Navier–Stokes–Gleichung (Gl. 2.3) vergleichsweise leicht durch Forchheimer–Koeffizienten beschrieben werden können (s. Gl. 2.12 und Gl. 2.8, 2.9, 2.10 und 2.11).

Eine Abschätzung der Forchheimer–Koeffizienten ist mit den empirischen und halbempirischen Ansätzen aus der Literatur möglich. Da diese Ansätze z.T. jedoch erhebliche Abweichungen aufweisen, empfehlen sich spezifische experimentelle Untersuchungen zur Bestimmung der Koeffizienten für das jeweilige Steinmaterial.

Bei der Betrachtung welleninduzierter Strömungen in einem geschütteten Wellenbrecher kann man ein annähernd starres Korngerüst voraussetzen, sofern die Grenzen der Belastbarkeit des Bauwerks nicht überschritten werden. Aufgrund der deutlich unterkritischen Belastungen bei den vorliegenden Untersuchungen und den großen Unsicherheiten bei der Abschätzung der auf das Korngerüst wirkenden Kräfte sowie der daraus resultierenden Bewegungen erscheint diese Annahme zweckmäßig. Bei experimentellen Untersuchungen kann man darüber hinaus bei entsprechender Sorgfalt bei der Auswahl und beim Einbau des Steinmaterials auch von einem annähernd homogenen und isotropen porösen Medium ausgehen. Inwieweit diese Voraussetzungen bei realen Wellenbrechern erfüllt sind, ist nicht bekannt.

An der seeseitigen Böschung eines Wellenbrechers erfolgt ein Lufteintrag, wenn der Auflaufschwall sich rasch über die raue Böschungsoberfläche bewegt oder wenn ein Sprung zwischen dem externen und internen Wasserspiegelverlauf auftritt. Durch den Lufteintrag ist eine deutliche Zunahme des hydraulischen Widerstands zu erwarten (vgl. Gl. 2.13). Über den Lufteintrag und die Luftausbreitung in einem geschütteten Wellenbrecher gibt es bislang keine gesicherten Kenntnisse.

Externe Strömungen an einem geschütteten Wellenbrecher

Die Wellenbewegung über einer glatten undurchlässigen Böschung kann für nichtbrechende Wellen, die vollständig reflektiert werden, nach linearer Wellentheorie beschrieben werden. Eine Lagrangesche Betrachtung der Wellenkinematik auf der Böschung (SHUTO, 1972) ist erforderlich, um die böschungsp parallelen Partikelbewegungen zu erfassen. Nur so entsteht ein realistisches Bild der Wellenbewegung über der Böschung.

An einem geschütteten Wellenbrecher werden die anlaufenden Wellen nur teilweise reflektiert, da ein Teil der anlaufenden Wellenenergie transmittiert oder auf der rauhen Böschung dissipiert wird. Somit beschreiben lineare Ansätze die Wellenkinematik über einer rauhen, durchlässigen Wellenbrecherböschungen nur unvollständig (Gl. 2.14 und Gl. 2.15 bis Gl. 2.20).

Aus dem linearen Modell können einfache Zusammenhänge für die Phasenbeziehungen zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen vor der Böschung, für den Wellenaufbau und für die Druckverteilung auf der Böschung abgeleitet werden. Weitere Einflußfaktoren (vor allem der Einfluß der Wellenhöhe) für diese Prozesse müssen empirisch bestimmt werden.

Im linearen Modell ist der Phasenversatz zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen unabhängig von der Wellenhöhe und vom Reflexionsgrad. Den Wellenaufbau auf der Böschung eines geschütteten Wellenbrechers, der wesentlich durch die Asymmetrie der Wellen im Nahfeld, durch die Rauigkeit, Porosität und Durchlässigkeit der Böschung sowie durch das Wellenbrechen auf der Böschung beeinflusst wird, erfassen lineare Ansätze nur unvollständig. Inwieweit die Druckverteilung auf der rauhen durchlässigen Böschung eines geschütteten Wellenbrechers durch ein lineares Modell angenähert werden kann, ist nicht bekannt.

Es liegen noch keine Ansätze zur Abschätzung der Energiedissipation durch Reibung auf der rauhen, durchlässigen Böschung eines geschütteten Wellenbrechers vor. Hinweise auf die Einflußfaktoren liefert der halbempirische Ansatz von MADSEN & WHITE (1976), der jedoch voraussetzt, daß eine unvollständige Reflexion der anlaufenden Wellen allein auf Reibungsverluste an der Böschungsoberfläche zurückzuführen ist.

Die theoretischen Arbeiten zur Wellenreflexion beschränken sich auf glatte, undurchlässige Böschungen und nehmen für nichtbrechende Wellen vollständige Reflexion an. Sie sind damit für geschüttete Wellenbrecher ungeeignet. Die meisten empirischen Ansätze verwenden allein die Brecherkennzahl ξ oder eine modifizierte Brecherkennzahl als Einflußparameter und setzen damit implizit voraus, daß die Reflexion maßgeblich von der Art des Wellenbrechens auf der Bauwerksböschung abhängt. Ein empirischer Ansatz, der eine Reihe weiterer Einflußparameter berücksichtigt (s. Gl. 2.34) und sich gleichermaßen auf Naturmessungen und experimentelle Untersuchungen stützt, wurde von DAVIDSON et al. (1996) entwickelt.

Während die empirischen Ansätze voraussetzen, daß die anlaufenden Wellen maßgeblich an der Bauwerksfront reflektiert werden, gehen die potentialtheoretischen Modelle davon aus, daß die Reflexion in erster Linie durch die Prozesse im Inneren des Wellenbrechers beeinflusst wird. Es gibt bislang jedoch keinen physikalisch begründeten Ansatz zur Abschätzung der Wellenreflexion an geschütteten Wellenbrechern.

Interne Strömungen in einem geschütteten Wellenbrecher

Die bisherigen experimentellen Untersuchungen und Naturmessungen liefern ein anschauliches Bild der hydraulischen Prozesse in einem geschütteten Wellenbrecher, gehen jedoch kaum über eine qualitative Beschreibung hinaus.

In theoretischen Arbeiten wurden eine Potentialfunktion und eine Dispersionsgleichung für gedämpfte fortschreitende Wellen in einem porösen Medium mit linearem hydraulischem Widerstand nach linearer Wellentheorie entwickelt. Diese Ansätze sind für eine näherungsweise

Beschreibung der Wellenausbreitung im Kern eines geschütteten Wellenbrechers (ohne Böschungseinfluß) geeignet, wenn (i) der Einfluß der Wellenreflexion an der landseitigen Böschung vernachlässigbar ist und (ii) der Lufteintrag an der seeseitigen Böschung berücksichtigt wird und (iii) bei der Linearisierung des hydraulischen Widerstands die tatsächlichen Strömungsverhältnisse im Bauwerk berücksichtigt werden anstelle der mittleren Strömung im gesamten Bauwerk, die nicht notwendigerweise für den lokalen hydraulischen Widerstand repräsentativ ist.

Die wesentlichen Unzulänglichkeiten der bekannten potentialtheoretischen Modelle zur Beschreibung der Wellenbewegung in einem geschütteten Wellenbrecher liegen in der Linearisierung des hydraulischen Widerstands und in der Vereinfachung der Bauwerksgeometrie. Es wird ein äquivalenter linearer Widerstandskoeffizient für den gesamten Wellenbrecher bestimmt, der die Variation der Strömungsverhältnisse innerhalb des Wellenbrechers nicht berücksichtigt. Die Annahme eines Rechteckwellenbrechers stellt darüber hinaus eine wesentliche Vereinfachung der tatsächlichen Situation dar, bei der die Energiedissipation auf der Böschung und weitere Böschungseinflüsse (Infiltration, Wasserspiegel- und Druckverlauf an der Böschungsoberfläche etc.) unberücksichtigt bleiben.

Beim gegenwärtigen Kenntnisstand erscheinen analytische Lösungen für eine vollständige theoretische Beschreibung eines geschütteten Wellenbrechers (mit Böschung und mehrschichtigem Aufbau) z.B. in einem potentialtheoretischen Modell nicht realistisch. Mögliche Alternativen sind (i) die Verwendung empirischer Ansätze (auf der Grundlage großmaßstäblicher Modelluntersuchungen) oder (ii) numerische Methoden zur Ermittlung von Lösungen.

Wechselwirkungen zwischen externer und interner Strömung

Die hydraulischen Prozesse an der seeseitigen Böschung eines geschütteten Wellenbrechers entziehen sich weitgehend einer theoretischen Beschreibung.

Es ist aus theoretischen und experimentellen Untersuchungen bekannt, daß an der Böschungsoberfläche Diskontinuitäten im Wasserspiegel- und Druckverlauf auftreten können und daß es im Bereich der Böschung zu einem Anstieg der mittleren Wasserspiegellage kommt, der sich im Bauwerk fortsetzt. Der Anstieg des mittleren Wasserspiegels im Bauwerk wird durch die geometrischen Besonderheiten der internen Strömung unter der Bauwerksböschung verursacht. Eine sprunghafte Änderung der Wasserspiegellinie leitet das interne Wellenbrechen ein und ist mit starkem Lufteintrag in das Bauwerk verbunden. Die aus dem konvektiven Beschleunigungsterm resultierenden Unstetigkeiten im Druckverlauf können theoretisch bestimmt werden.

Es gibt jedoch keine Ansätze zur Abschätzung des Wellenaufbaus auf den verschiedenen Böschungsschichten, zur Bestimmung des Wasserspiegelverlaufs an der Böschungsoberfläche und an den Schichtgrenzen, zur Vorhersage des internen Wellenbrechens, zur Abschätzung des Lufteintrags beim Wellenaufbau und beim internen Wellenbrechen, für die Luftausbreitung im Bauwerk und für die Abschätzung der Höhe und Ausdehnung des Set-up im Bauwerk.

2.4 Präzisierung der Zielsetzung und Methodik

2.4.1 Zielsetzung

Trotz der erheblichen Fortschritte in der Versuchs-, Meß- und Computertechnik (für Simulation und Analyse) der letzten 20–40 Jahren hat sich das Verständnis der hydraulischen Prozesse an und in einem geschütteten Wellenbrecher nur unwesentlich weiterentwickelt. Diese Arbeit soll den Auftakt zu einer erneuten Bearbeitung diesen Themenkomplexes darstellen. Sie versteht sich als Vorarbeit und Grundlage für weiterführende Forschungsarbeiten, an deren Ende für die Wissenschaft verbesserte Ansätze zur Beschreibung dieser hydraulischen Prozesse und bessere Simulationstechniken (experimentell und numerisch) stehen sollen. Für die Praxis müssen am Ende neue Entwurfs- und Bemessungsgrundlagen für geschüttete Wellenbrecher entstehen.

Diese Arbeit soll den Anstoß zu einem vertieften Dialog zwischen theoretischer, numerischer und experimenteller Forschung geben, denn nur durch gezielte Zusammenarbeit können die oben beschriebenen Ziele erreicht werden. Deshalb werden die Ergebnisse der vorliegenden experimentellen Untersuchungen ebenso wie das Vorgehen und die Randbedingungen umfassend dokumentiert, um so eine solide Basis und vielfältige Anknüpfungspunkte für weiterführende Arbeiten zu schaffen.

Das Hauptziel dieser Arbeit besteht daher in der Entwicklung eines physikalisch begründeten Konzepts, um die Wellenbewegung und -ausbreitung an und in einem geschütteten Wellenbrecher zu beschreiben.

Diese Beschreibung soll die folgenden Aspekte umfassen:

- Das *halbstehende Wellenfeld vor dem Bauwerk* einschließlich (i) der Wellenumformung über dem Vorstrand, (ii) der Phasenbeziehungen zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen und (iii) der Gesamtreflexion des Wellenbrechers.
- Die *Wellenkinematik auf der Bauwerksböschung* einschließlich (i) des Wellenaufbaus, (ii) der Wellenumformung auf der Böschung und (iii) der Druckverteilung auf der Böschungsoberfläche.
- Die *Wellenausbreitung im Kern des Wellenbrechers* einschließlich (i) der Wellendämpfung, (ii) der Porenwasserdruckverteilung im Kern und (iii) der Wellentransmission in den Hafenbereich.
- Die *hydraulischen Prozesse im Böschungsbereich* einschließlich (i) des Set-up, (ii) des Wellenaufbaus auf den verschiedenen Böschungsschichten, (iii) des Wasserspiegelverlaufs, (iv) der Druckverteilung, (v) des inneren Wellenbrechens und (vi) des Lufteintrags in den Wellenbrecher.

Darüber hinaus soll eine Abschätzung der Energiedissipation im Bauwerk anhand der Wellentransmission und -reflexion vorgenommen werden.

2.4.2 Methodik

In diesem Abschnitt werden zunächst die Untersuchungsbereiche am und im Bauwerk festgelegt. Anschließend werden die wesentlichen hydraulischen Prozesse kurz dargestellt, um daraus ein Vorgehen (i) für die Analyse einzelner Prozesse und (ii) für die gesamte Arbeit abzuleiten. Schließlich werden Kriterien für die Allgemeingültigkeit und für die Anwendungsgrenzen der experimentellen Ergebnisse definiert.

Untersuchungsbereiche: Am und im Wellenbrecher werden fünf Bereiche unterschieden, die deutlich abgegrenzt sind und wesentliche Unterschiede hinsichtlich der Wellenbewegung und Strömungsprozesse aufweisen (Tab. 2.3 und Abb. 2.5).

Tab. 2.3: Charakteristische Bereiche am und im Wellenbrecher

Bereich	Beschreibung
1 a) Fernfeld b) Vorstrand c) Nahfeld	Tiefwasser bzw. der Bereich mit horizontaler Kanalsole Übergang vom Fernfeld zum Nahfeld, Wellenumformung infolge abnehmende Wassertiefe halbstehendes Wellenfeld unmittelbar vor dem Bauwerk, seewärts des theoretischen Fußpunkts ¹⁾
2 auf der Böschung	Wellenumformung und Wellenaufbau am Wellenbrecher, Wasserspiegelverlauf ausschließlich außerhalb des Bauwerks, externe Strömung
3 Böschungsbereich	Böschungskörper ²⁾ und Böschungsschichten, Bindeglied zwischen den Bereichen 2 und 4, Wasserspiegelverlauf außer- und innerhalb des Bauwerks, externe und interne Strömung
4 Kernbereich	Wasserspiegelverlauf ausschließlich im Kern, interne Strömung in einem homogenen porösen Medium
5 Hafenbereich	hinter dem Wellenbrecher

¹⁾ Schnittpunkt zwischen der Oberfläche der Wellenbrecherböschung und dem Seeboden

²⁾ Kernmaterial im Bereich 3 (unterhalb der Deck- und Filterschicht)

Die Festlegung der Bereiche 1, 2 und 4 ergibt sich aus den bekannten theoretischen Ansätzen zur Beschreibung der Wellenbewegung über einem flachen Strand, einer steilen Bauwerksböschung und in einem homogenen porösen Medium. Der Bereich 2 wird landseitig durch die Böschungsoberfläche begrenzt. Die x -Ordinate des höchsten Wellenaufbaus auf der Oberfläche des Wellenbrecherkerns liefert die seeseitige Begrenzung des Bereichs 4. Der Bereich 3 umfaßt den gesamten Böschungsbereich zwischen den Bereichen 2 und 4. Hier entziehen sich die Strömungsprozesse weitestgehend einer theoretischen Betrachtung.

Der Übergang vom Bereich 4 zum Bereich 5 vollzieht sich beim Austritt der Welle aus dem Kernbereich bzw. beim Eintreten in den Hafenbereich. Dabei werden der Einfluß der landseitigen Böschung und der Filterschicht vernachlässigt, da die Wellenumformung in diesem Bauwerksabschnitt von untergeordneter Bedeutung ist.

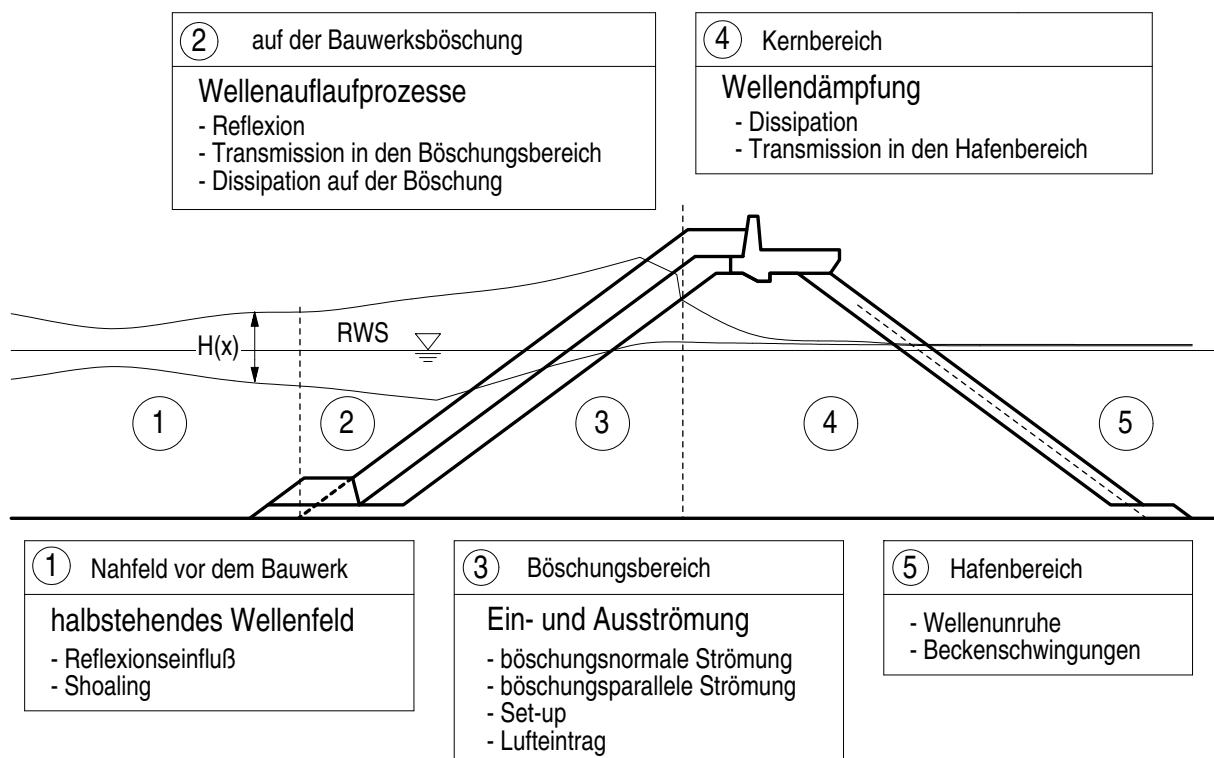


Abb. 2.4: Wesentliche hydraulische Prozesse in den verschiedenen Bereichen am und im Bauwerk

Verständnis der hydraulischen Prozesse: Aus dem im folgenden dargestellten qualitativen Verständnis der Wellenumformung und der wesentlichen hydraulischen Prozesse am und im Bauwerk wird das Vorgehen bei den theoretischen und experimentellen Untersuchungen abgeleitet. Einen Überblick über die kennzeichnenden hydraulischen Prozesse in den fünf charakteristischen Bereichen gibt Abb. 2.4.

In Abb. 2.5 sind die Wellenausbreitung und -transformation in den verschiedenen Bereichen schematisch dargestellt. Die anlaufende Welle erfährt am und im Bauwerk verschiedene Teilreflexionen, die jeweils mit einer Zerlegung der anlaufenden Welle verbunden sind. Der anschließend landwärts fortschreitende Wellenanteil wird als Transmission bezeichnet.

Die Teilreflexionen erfolgen an der Bauwerksfront (Übergang Bereich 2 → 3), an den verschiedenen Böschungsschichten (im Bereich 3) und an der landseitigen Böschung (Übergang 4 → 5). Die Überlagerung der reflektierten Teilwellen bildet die Gesamtreflexion. Neben den in Abb. 2.5 dargestellten Primärreflexionen treten im Bauwerk zusätzlich Sekundärreflexionen auf, wenn reflektierte Wellenanteile erneut auf Schichtgrenzen treffen und ein zweites Mal reflektiert werden.

Der Wellendekomposition am und im Bauwerk ist die Dissipation von Wellenenergie überlagert (Abb. 2.5). Sie erfolgt auf der Böschungsoberfläche (Bereich 2), in den verschiedenen Böschungsschichten und im Böschungskörper (Bereich 3) sowie im Kern des Wellenbrechers (Bereich 4).

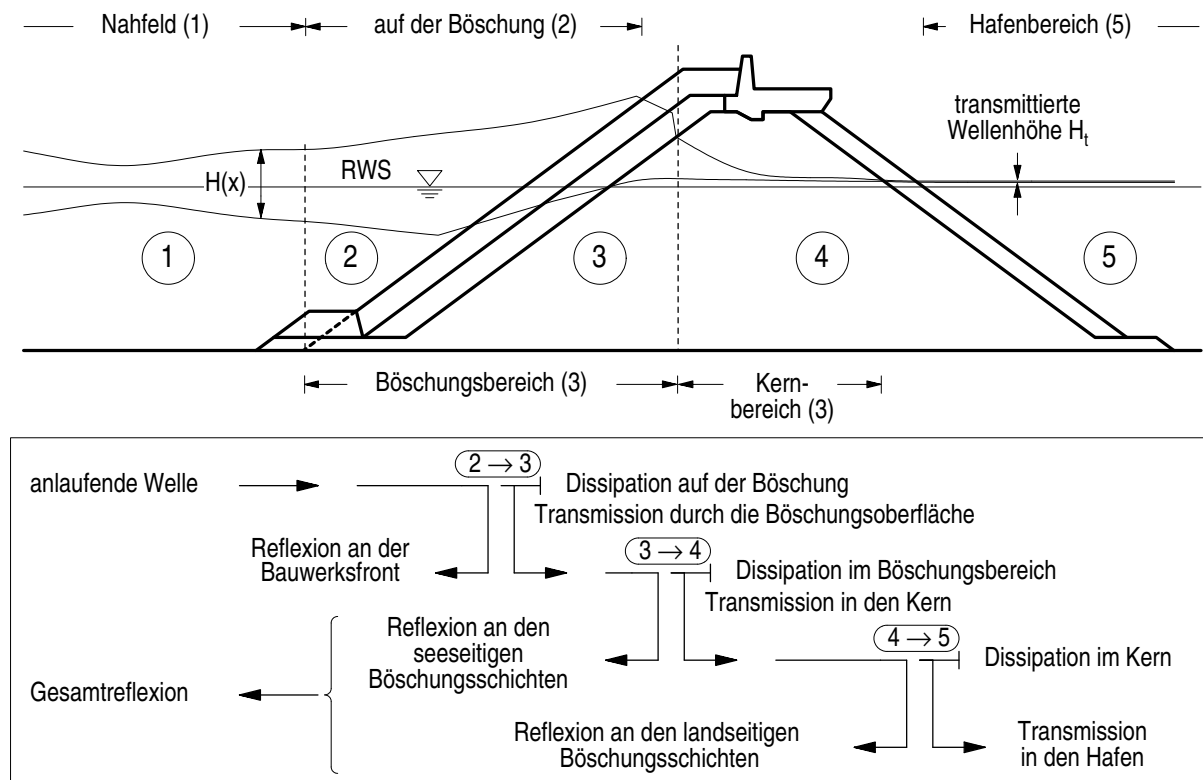


Abb. 2.5: Wellenausbreitung in den fünf Bereichen am und im Bauwerk (schematisch)

Vorgehen bei der Analyse: Die Analyse umfaßt die Wasserspiegelauslenkungen außerhalb und innerhalb des Wellenbrechers sowie die Porenwasserdruckoszillationen im Bauwerk. Die Untersuchung der einzelnen hydraulischen Prozesse soll in der Regel wie folgt erfolgen:

1. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit bekannten und hier entwickelten theoretischen Ansätzen (Überprüfung der grundsätzlichen Eignung dieser Ansätze);
2. Untersuchung der systematischen Abweichungen gegenüber den theoretischen Ansätzen und Bestimmung der maßgeblichen Einflußfaktoren;
3. Entwicklung empirischer Ansätze zur Beschreibung der Abweichungen.

Die Beschreibung der hydraulischen Prozesse umfaßt somit sowohl eine theoretische Näherung als auch eine empirische Korrektur, deren Unsicherheit (Abweichung gegenüber den Meßdaten) jeweils angegeben wird. Sofern sich ein Prozeß einer theoretischen Betrachtung entzieht, wird sich dessen Beschreibung auf einen empirischen Ansatz beschränken.

Die Abweichungen der mit dem theoretischen oder empirischen Ansatz berechneten Werte gegenüber den Meßdaten werden als absolute und relative Standardabweichung σ angegeben, wobei die relative Standardabweichung (in %) auf den Mittelwert der Meßdaten bezogen wird.

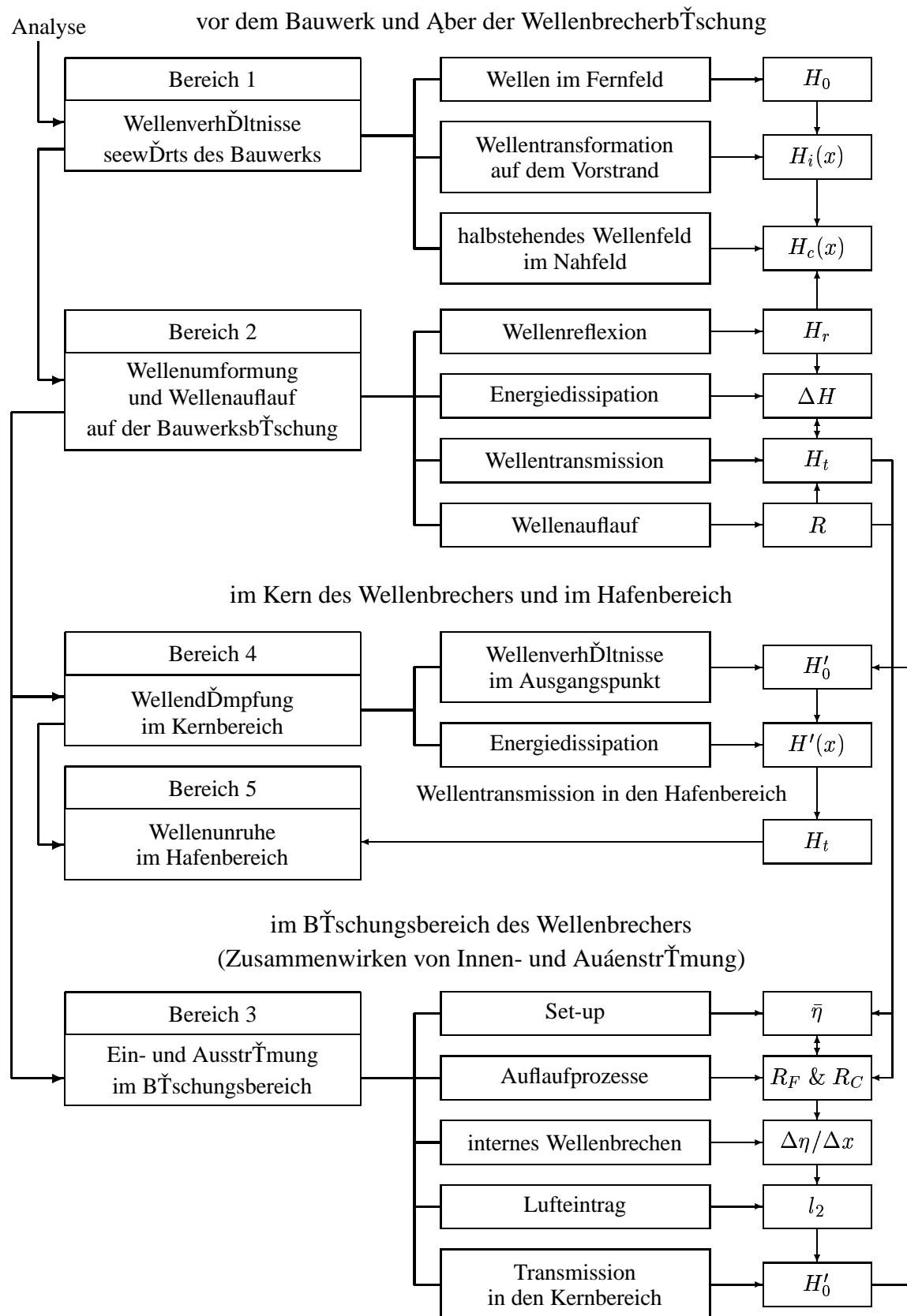


Abb. 2.6: Vorgehen bei der Untersuchung der hydraulischen Prozesse in den verschiedenen Bereichen am und im Bauwerk

Vorgehen bei den Untersuchungen: Die Grundlage dieser Arbeit bilden großmaßstäbliche Modellversuche mit regelmäßigem und unregelmäßigem Seegang, wobei die Wellenparameter systematisch variiert werden. Bei allen Versuchen beschränkt sich der Wellenangriff auf die seeseitige Böschung, d.h. der Wellenüberlauf und die damit verbundene Infiltration im Kronenbereich mit entsprechend hohem Lufteintrag bleiben unberücksichtigt.

Für die Entwicklung eines physikalisch begründeten Konzepts zur Beschreibung der Wellenbewegung an und in einem geschütteten Wellenbrecher werden theoretische Untersuchungen den hydraulischen Modellversuchen vorangestellt (Kapitel 3). Sie behandeln (i) die Wellenbewegung über rauhen, teildurchlässigen Böschungen, (ii) die Wellenausbreitung und Wellendämpfung im Kern des Wellenbrechers und (iii) die Abschätzung der Energiedissipation.

Die durch diese einfachen theoretischen Ansätze nicht erfaßten Einflußfaktoren werden anschließend in experimentellen Untersuchungen bestimmt. Das Vorgehen ist in Abb. 2.6 schematisch dargestellt. Zunächst werden die Wellenverhältnisse vor dem Bauwerk ermittelt (Bereich 1). Sie liefern die wesentlichen Einflußparameter für die Beschreibung der Auflaufprozesse auf der Wellenbrecherböschung (Bereich 2). Anschließend wird die Wellenausbreitung im Kern des Wellenbrechers (Bereich 4) analysiert, die hydraulischen Prozesse im Böschungsbereich bleiben dabei zunächst unberücksichtigt. Die Untersuchung der hydraulischen Prozesse in den Bereichen 2 und 4 erfolgt auf der Grundlage der in Kapitel 3 entwickelten theoretischen Ansätze.

Den Abschluß bildet die empirische Beschreibung der hydraulischen Prozesse im Böschungsbereich (Bereich 3). Sie liefert das Bindeglied zwischen den halbempirischen Ansätzen für die Wellenbewegung auf der Böschung und für die Wellenausbreitung im Wellenbrecherkern. Auf der Grundlage der experimentellen Untersuchungen sollen empirische Ansätze zur Beschreibung der hydraulischen Prozesse im Böschungsbereich entwickelt werden, die physikalisch sinnvoll sind und im Einklang mit den Modellen für die Wellenbewegung auf der Böschung und im Kern stehen.

Der Aufbau der Arbeit entspricht weitgehend dem Vorgehen bei den Untersuchungen. Im *Kapitel 5* werden die Wellenverhältnisse vor dem Bauwerk (Bereich 1) analysiert, im *Kapitel 6* wird die Wellenbewegung über der Bauwerksböschung (Bereich 2) behandelt, im *Kapitel 7* wird die Wellenausbreitung im Kernbereich des Wellenbrechers (Bereich 4) untersucht und im *Kapitel 8* wird auf die hydraulischen Prozesse im Böschungsbereich (Bereich 3) eingegangen. Den Abschluß der Arbeit bilden eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse, Hinweise für deren Anwendung und ein Ausblick.

Bewertung der Ergebnisse: Für die Bewertung der experimentellen Ergebnisse hinsichtlich ihrer Allgemeingültigkeit und ihrer Anwendungsgrenzen wurden vier Gültigkeitsstufen festgelegt, die in Tab 2.4 beschrieben sind.

Die experimentellen Untersuchungen behandeln den senkrechten Angriff von gleichförmigen Wellen und Wellenspektren auf einen geschütteten Wellenbrecher mit einem flachgeneigten Vorstrand (2–dimensionale Betrachtung). Alle experimentellen Ergebnisse sind somit zunächst auch nur unter diesen Randbedingungen gültig. Weitergehende Einschränkungen der Gültigkeit werden nach den in Tab. 2.4 definierten Stufen bewertet. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, daß die Übergänge zwischen diesen Stufen fließend sind. Darüber hinaus hängt die Qualität der

Ergebnisse nur bedingt von der jeweiligen Stufe abhängt, da die Komplexität der betrachteten Prozesse in der Regel von Stufe 1 nach Stufe 4 zunimmt.

Tab. 2.4: Gültigkeitsstufen zur Bewertung der experimentellen Ergebnisse

Stufe	Beschreibung der Gültigkeitsstufen:
1	Funktionale Zusammenhänge, die unter Berücksichtigung ihres Gültigkeitsbereichs uneingeschränkt anwendbar sind.
2	Funktionale Zusammenhänge, die bei hinreichend ähnlichen Randbedingungen anwendbar sind. Der Gültigkeitsbereich ist gegenüber den Ergebnissen der ersten Stufe in wesentlichen Punkten eingeschränkt.
3	Funktionale Zusammenhänge, die durch ergänzende Untersuchungen für die jeweilige Anwendung angepaßt und ergänzt werden müssen. Der Gültigkeitsbereich ist so klein, daß sie ohne diese ergänzenden Untersuchungen keine praktische Bedeutung haben.
4	Qualitative Aussagen und Darstellungen, die auf das Verständnis der betrachteten Prozesse zielen und keine Berechnungsgrundlage liefern.

Kapitel 3

Theoretische Untersuchungen

Die theoretischen Untersuchungen in diesem Kapitel bilden zusammen mit den in Kapitel 2 (Wissenstand) dargestellten Ansätzen die Grundlage für die Planung und Auswertung der hydraulischen Modellversuche und für die Entwicklung von Ansätzen zur Beschreibung der Wellenumformung an und in einem geschütteten Wellenbrecher. Das Vorgehen und die behandelten Aspekte sind in Abb. 3.1 schematisch dargestellt.

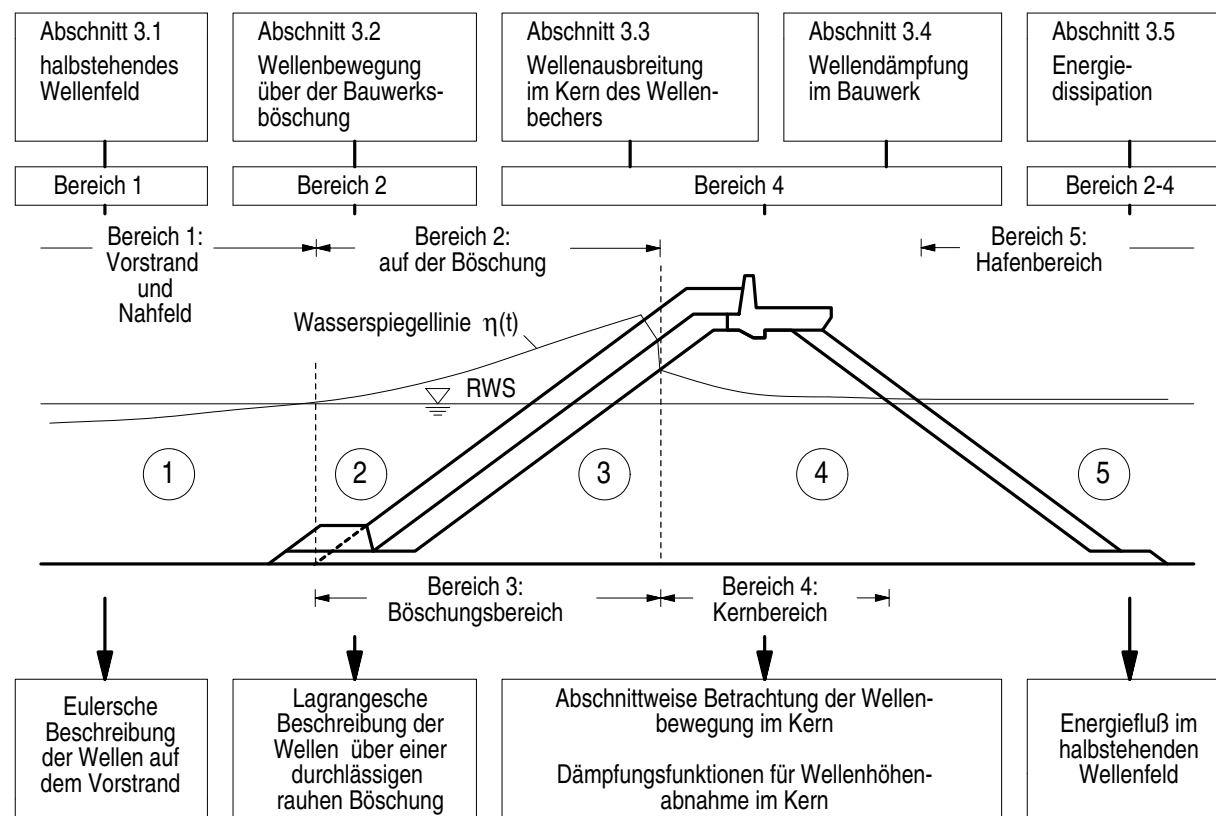


Abb. 3.1: Vorgehen bei den theoretischen Untersuchungen zur externen Wellenbewegung (Bereiche 1 und 2) und der internen Wellenbewegung (Bereich 4)

Zunächst werden einige grundsätzliche Überlegungen zur Beschreibung eines halbsteheenden

Wellenfeldes nach linearer Wellentheorie dargestellt (Abschnitt 3.1). Anschließend wird ein linearer Ansatz zur Beschreibung der Wellenbewegung über der Wellenbrecherböschung und auf dem davorliegenden Vorstrand entwickelt (Abschnitt 3.2).

Mit den bekannten Ansätzen zur Beschreibung fortschreitender Wellen in porösen Medien (Abschnitt 2.2.2) wird ein Konzept für die Beschreibung der Wellenbewegung im Kern des Wellenbrechers entwickelt. Darüber hinaus werden verschiedene Dämpfungsfunktionen für die Wellenhöhenabnahme im Bauwerk abgeleitet (Abschnitt 3.3).

Schließlich wird eine Vorgehensweise zur Bestimmung der Energiedissipation an und in einem geschütteten Wellenbrecher ermittelt (Abschnitt 3.4).

Es folgen einige theoretische Überlegungen zur Ergänzung und Erweiterung der vorliegenden Ansätze sowie deren Anpassung an geschüttete Wellenbrecher (Kapitel 3). Sie beinhalten (i) die Wellenbewegung über rauhen, teildurchlässigen Böschungen, (ii) die Wellenausbreitung und Wellendämpfung im Kern des Wellenbrechers und (iii) die Abschätzung der Energiedissipation.

3.1 Beschreibung eines halbstehenden Wellenfeldes

Ein halbstehendes Wellenfeld ist in Abb. 3.2 skizziert. Darin ist auch das Koordinatensystem, das im folgenden zur Beschreibung des halbstehenden Wellenfeldes verwendet wird, definiert.

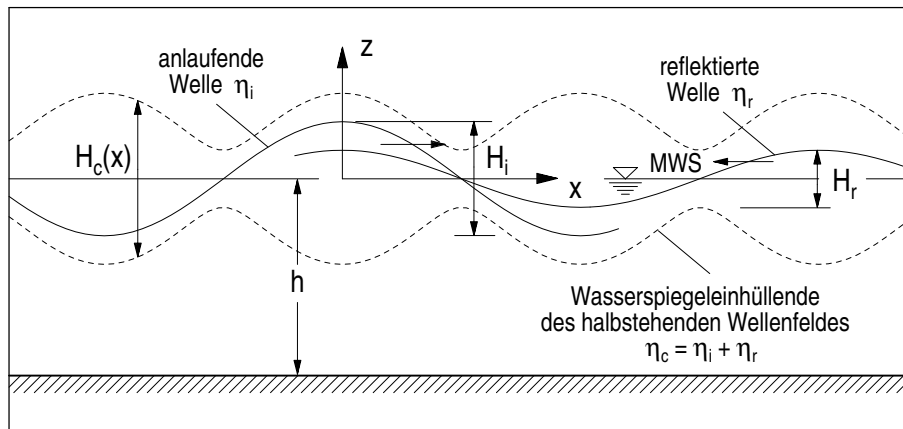


Abb. 3.2: Definitionsskizze und Koordinatensystem für die Beschreibung eines halbstehenden Wellenfeldes

3.1.1 Wellenkinematik einer partiellen Clapotis

Für eine *fortschreitende Welle* werden das Geschwindigkeitspotential φ , die Wasserspiegelauslenkung η und die Druckverteilung p nach linearer Wellentheorie beschrieben durch:

$$\varphi = \frac{H_i}{2} \frac{\omega}{k} \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \sin(kx - \omega t)$$

$$= \frac{H_i}{2} \frac{g}{\omega} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \sin(kx - \omega t) = \frac{H_i}{2} \frac{g}{\omega} \kappa_p \sin(kx - \omega t) \quad (3.1)$$

$$\eta = \frac{H_i}{2} \cos(kx - \omega t) \quad (3.2)$$

$$\frac{p}{\rho g} = -z + \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \eta = -z + \kappa_p \eta \quad (3.3)$$

Der Koeffizient $\kappa_p = \cosh k(h+z) / \cosh kh$ wurde zur Vereinfachung der Nomenklatur eingeführt.

Für eine *stehende Welle* lauten die Gleichungen für das Potential, die Wasserspiegelauslenkung und die Druckverteilung nach linearer Wellentheorie:

$$\varphi = -H \frac{g}{\omega} \kappa_p \cos kx \sin \omega t \quad (3.4)$$

$$\eta = H \cos kx \cos \omega t \quad (3.5)$$

$$\frac{p}{\rho g} = -z + \kappa_p \eta \quad (3.6)$$

wobei H für die Wellenhöhe einer der beiden gegenläufig fortschreitenden Wellen steht, die die stehende Welle bilden ($H = H_i = H_r$).

Ein *halbstehendes Wellenfeld* entsteht aus der Überlagerung zweier fortschreitender, gegenläufiger Wellen. Der Reflexionskoeffizient K_r ist definiert als das Wellenhöhenverhältnis zwischen anlaufenden (Index i) und reflektierten Wellen (Index r). Das Potential φ_c der partiellen Clapotis (Index c) wird danach beschrieben durch:

$$\begin{aligned} \varphi_c &= \varphi_i + \varphi_r \quad (\text{partielle Clapotis vom Typ A}) \\ &= \frac{H_i}{2} \frac{g}{\omega} \kappa_p \sin(kx - \omega t) + K_r \frac{H_i}{2} \frac{g}{\omega} \kappa_p \sin(kx + \omega t + \gamma) \end{aligned} \quad (3.7)$$

wobei der Winkel γ den Phasenversatz zwischen anlaufender und reflektierter Welle beschreibt.

Ebenso kann ein halbstehendes Wellenfeld als Überlagerung einer fortschreitenden (Index 1) und einer stehenden Welle (Index 2) interpretiert werden. Durch Umformung von Gl. 3.7 erhält man eine Gleichung für φ_c mit folgender Form:

$$\begin{aligned} \varphi_c &= \varphi_1 + \varphi_2 \quad (\text{partielle Clapotis vom Typ B}) \\ &= \frac{H_1}{2} \frac{g}{\omega} \kappa_p \sin(kx - \omega t + \gamma_1) - H_2 \frac{g}{\omega} \kappa_p \cos(kx + \gamma_{21}) \sin(\omega t + \gamma_{22}) \end{aligned} \quad (3.8)$$

wobei der Winkel γ_1 den Phasenversatz der fortschreitenden Welle und die Winkel γ_{21}, γ_{22} den der stehenden Welle gegenüber der anlaufenden Welle nach Gl. 3.7 angeben.

Auf die gleiche Weise können die Wasserspiegelauslenkungen und die Druckverteilung im halb-stehenden Wellenfeld beschrieben werden.

$$\begin{aligned} \eta_c &= \eta_i + \eta_r \quad (\text{Typ A}) \\ &= \frac{H_i}{2} \cos(kx - \omega t) + K_r \frac{H_i}{2} \cos(kx + \omega t + \gamma) \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} \eta_c &= \eta_1 + \eta_2 \quad (\text{Typ B}) \\ &= \frac{H_1}{2} \cos(kx - \omega t + \gamma_1) + H_2 \cos(kx + \gamma_{21}) \cos(\omega t + \gamma_{22}) \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$\frac{p_c}{\rho g} = -z + \kappa_p \eta_c \quad (\text{Typ A \& B}) \quad (3.11)$$

Für die Druckverteilung in Gl. 3.11 kann die Wasserspiegelauslenkung nach Gl. 3.9 oder Gl. 3.10 verwendet werden.

Eine Vielzahl von Kombinationen fortschreitender und stehender Wellen mit den Wellenhöhen H_1 und H_2 sowie den Phasenwinkeln γ_1 , γ_{21} und γ_{22} erfüllen Gl. 3.8, Gl. 3.10 und Gl. 3.11, d.h. diese Gleichungen haben keine eindeutige Lösung. Wird jedoch die Entstehung des halbstehehenden Wellenfeldes berücksichtigt, dann sind in der Regel nur wenige Lösungen physikalisch sinnvoll. In Tab. 3.1 sind die beiden Fälle, in denen (i) fortschreitende und anlaufende Welle und (ii) stehende und reflektierte Welle phasengleich sind, zusammengefaßt.

Tab. 3.1: Parameter zur Beschreibung teilstehender Wellen als Überlagerung einer fortschreitenden und einer stehenden Welle

Parameter	phasengleiche Ausbreitung der beiden Wellenzüge:	
	φ_i & $\varphi_1^{1)}$	φ_r & $\varphi_2^{2)}$
H_1	$(1 - K_r) H_i$	$\sqrt{(1 - 2 K_r \cos \gamma + K_r^2)} H_i$
H_2	$K_r H_i$	$K_r H_i$
γ_1	0	$\arctan[-(K_r \sin \gamma)/(1 - K_r \cos \gamma)]$
γ_{21}	$\gamma/2$	γ
γ_{22}	γ_{21}	0

¹⁾ fortschreitende (Index 1) und anlaufende Welle (Index i) sind phasengleich

²⁾ stehende (Index 2) und reflektierte Welle (Index r) sind phasengleich

Tritt am Reflexionspunkt kein Phasenversatz $\Delta\gamma$ zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen auf, dann ist $\gamma = 0$ und Gl. 3.8 und Gl. 3.10 vereinfachen sich:

$$\varphi_c = \frac{H_i}{2} (1 - K_r) \frac{g}{\omega} \kappa_p \sin(kx - \omega t) - H_i K_r \frac{g}{\omega} \kappa_p \cos kx \sin \omega t \quad (3.12)$$

$$\eta_c = \frac{H_i}{2} (1 - K_r) \cos(kx - \omega t) + H_i K_r \cos kx \cos \omega t \quad (3.13)$$

Dabei sind stehende und fortschreitende Wellen jeweils phasengleich mit den anlaufenden und reflektierten Wellen.

3.1.2 Lokale Wellenhöhe

Die lokale Wellenhöhe $H_c(x)$ im halbstehehenden Wellenfeld kann aus den Extremwerten der lokalen Wasserspiegelauslenkungen nach Gl. 3.9 ermittelt werden, die umgeformt wird zu:

$$\begin{aligned} \eta_c &= \frac{H_i}{2} (\cos kx + K_r \cos(kx + \gamma)) \cos \omega t + \frac{H_i}{2} (\sin kx - K_r \sin(kx + \gamma)) \sin \omega t \\ &= \kappa_1(x) \cos \omega t + \kappa_2(x) \sin \omega t \end{aligned} \quad (3.14)$$

Die Koeffizienten κ_1 und κ_2 wurden lediglich zur Vereinfachung der Nomenklatur eingeführt. Die Extrema der Wasserspiegelauslenkung können nun aus der ersten Ableitung bestimmt werden:

$$\frac{\delta \eta_c}{\delta t} = -\kappa_1(x) \omega \sin \omega t + \kappa_2(x) \omega \cos \omega t = 0$$

Damit erhält man für den Zeitpunkt des Wellenbergs bzw. des Wellentals:

$$\begin{aligned}\tan \omega t &= \frac{\kappa_2(x)}{\kappa_1(x)} \\ \cos \omega t &= \frac{\kappa_1(x)}{\sqrt{\kappa_1(x)^2 + \kappa_2(x)^2}} \\ \sin \omega t &= \frac{\kappa_2(x)}{\sqrt{\kappa_1(x)^2 + \kappa_2(x)^2}}\end{aligned}$$

und durch Einsetzen der Ausdrücke für $\cos \omega t$ bzw. $\sin \omega t$ zum Zeitpunkt des Wellenbergs bzw. -tals in Gl. 3.14 ergibt sich die lokale Wellenhöhe im halbstehenden Wellenfeld $H_c(x)$:

$$\begin{aligned}H_c(x) &= 2 \eta_c \\ &= 2 \frac{\kappa_1(x)^2 + \kappa_2(x)^2}{\sqrt{\kappa_1(x)^2 + \kappa_2(x)^2}} \\ &= 2 \left[\left(\frac{H_i}{2} (\cos kx + K_r \cos(kx + \gamma)) \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{H_i}{2} (\sin kx - K_r \sin(kx + \gamma)) \sin \right)^2 \right]^{1/2} \\ &= H_i \sqrt{1 + 2K_r \cos(2kx + \gamma) + K_r^2}\end{aligned}\tag{3.15}$$

Ist die Wassertiefe vor dem reflektierenden Bauwerk nicht konstant, dann variiert die Wellenzahl $k(x)$ im halbstehenden Wellenfeld ($k = k(\omega, h(x))$) und die lokale Wellenhöhe wird beschrieben durch (s. KLOPMAN & VAN DER MEER, 1999):

$$H_c(x) = H_i \sqrt{1 + 2K_r \cos \left(2 \int_0^x k dx + \gamma \right) + K_r^2}\tag{3.16}$$

Für eine konstante Wellenzahl k (mit $h = \text{konst.}$) geht Gl. 3.16 in Gl. 3.15 über.

3.2 Wellenbewegung über der Bauwerksböschung

Die bekannten analytischen Beschreibungen der Wellenkinematik über Böschungen beschränken sich auf stehende Wellen (vollständige Reflexion, $K_r = 1$) und glatte undurchlässige Böschungen. Damit liefern diese Modelle lediglich eine sehr grobe Näherung der Wellenbewegung über der rauhen, teildurchlässigen Böschung eines geschütteten Wellenbrechers, da sowohl die Wellentransmission als auch die Energiedissipation an der Böschung vernachlässigt werden.

Um die Wellenbewegung über der Wellenbrecherböschung trotzdem analytisch nach linearer Wellentheorie näherungsweise beschreiben zu können, wurde das folgende Vorgehen entwickelt (Abb. 3.3):

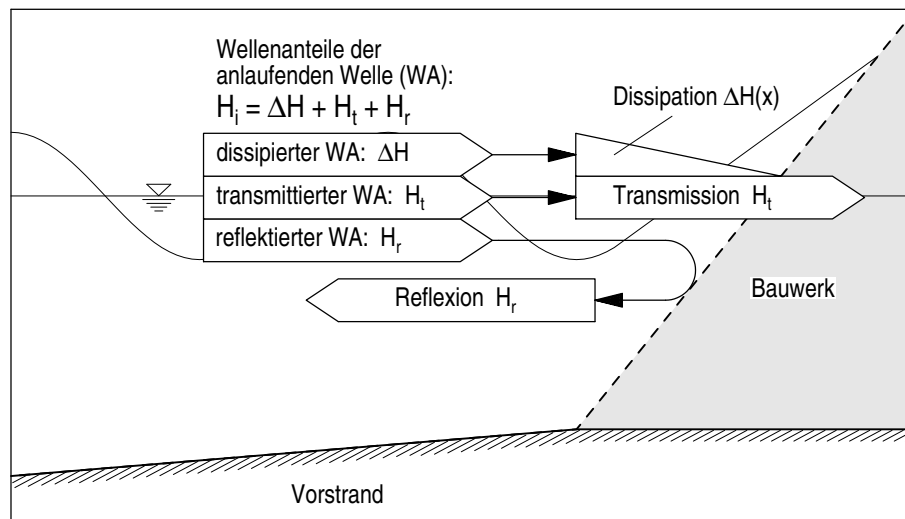


Abb. 3.3: Schematische Darstellung der Wellenanteile auf dem Vorstrand und über der Bauwerksböschung

- Die *anlaufende Welle* mit der Wellenhöhe H wird linear in einen reflektierten H_r , einen transmittierten H_t und einen auf der Böschung dissipierten Wellenanteil Δ_H zerlegt. Diese drei Wellenanteile bewegen sich phasengleich auf das Bauwerk zu, d.h. sie bilden die anlaufende Welle im Bereich 1. Über der Bauwerksböschung (Bereich 2) werden sie jedoch in unterschiedlicher Weise umgeformt. Die Wellenbewegung über der Böschung wird als lineare Überlagerung dieser drei Wellenanteile und ihrer jeweiligen Umformung beschrieben.
- Der *reflektierte Wellenanteil* der anlaufenden Welle bildet mit der am Bauwerk reflektierten Welle ein stehendes Wellenfeld, das im Böschungsbereich nach den Ansätzen von LAMB (1932) und SHUTO (1972) beschrieben werden kann (Gl. 2.14 bzw. Gl. 2.18 und 2.19).
- Der *transmittierte Wellenanteil* passiert die Böschungsoberfläche und dringt in das Bauwerk ein. Er wird als fortschreitende Welle mit annähernd konstanter Wellenhöhe beschrieben, die nur geringfügig durch die Böschungsgeometrie beeinflusst wird.
- Der *dissipierte Wellenanteil* wird ebenfalls als fortschreitende Welle beschrieben, die auf die Böschung trifft, sich in gewissem Umfang an die Böschungsgeometrie anpaßt und deren Wellenhöhe über der Böschung kontinuierlich abnimmt, so daß sie schließlich gegen Null strebt.

Ansätze zur Beschreibung der einzelnen Wellenanteile auf dem Vorstrand und über der Bauwerksböschung sowie für die resultierende Wellenbewegung werden im folgenden entwickelt. Die Wellenbewegung wird zunächst im Abschnitt 3.2.1 in Eulerscher Betrachtungsweise und anschließend im Abschnitt 3.2.2 in Lagrangescher Betrachtungsweise beschrieben. Zum Ab-

schluß werden der Eulersche und der Lagrangesche Ansatz einander gegenübergestellt (Abschnitt 3.2.3). Das dabei verwendete Koordinatensystem ist in Abb. 3.4 definiert.

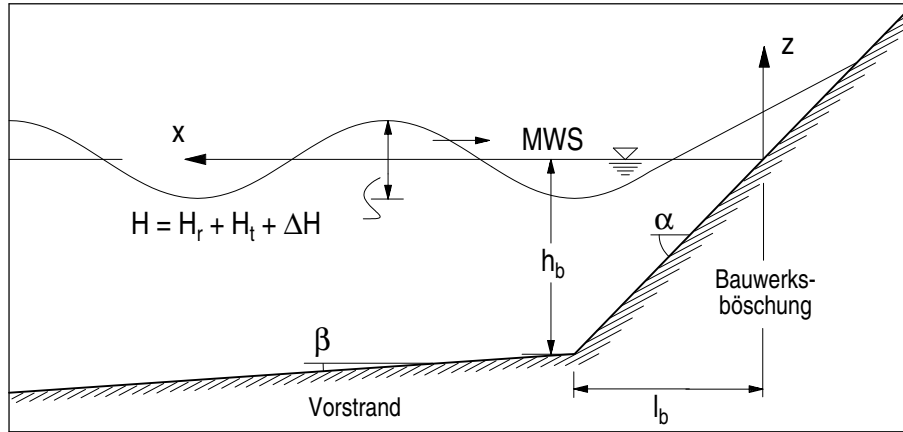


Abb. 3.4: Definitionsskizze und Koordinatensystem für die Beschreibung der Wellenbewegung über der Bauwerksböschung und über dem Vorstrand

3.2.1 Eulersche Beschreibung der Wellenbewegung

3.2.1.1 Reflektierter Wellenanteil

Bauwerksböschung: Der reflektierte Wellenanteil über der Wellenbrecherböschung wird mit dem Ansatz von LAMB (1932) nach linearer Wellentheorie unter Annahme von Flachwasserbedingungen beschrieben. Die Voraussetzung totaler Reflexion ist dabei erfüllt. Die Wasserspiegelauslenkungen werden bestimmt durch (s. Gl. 2.14):

$$\eta = K_r H \kappa_z J_0 \left(\frac{2\omega}{\sqrt{g \tan \alpha}} \sqrt{x} \right) \cos \omega t \quad ; \quad 0 \leq x \leq l_b \quad (3.17)$$

mit: l_b – horizontale Böschungslänge = $h_b \cot \alpha$ [m]
 κ_z – Wellenaufkoeffizient [–]

Vorstrand: Ebenso wie über der Wellenbrecherböschung können auf dem Vorstrand Flachwasserverhältnisse angenommen werden. Diese Annahme ist jedoch nicht notwendig. Wird für die stehenden Wellen auf dem Vorstrand die Wellenzahl k aus der Dispersionsgleichung

$$\omega^2 = gk \tanh kh \quad (3.18)$$

bestimmt, und werden die Variation des Drucks und der Partikelgeschwindigkeiten in vertikale Richtung berücksichtigt, dann erhält man eine genauere Beschreibung der Wellenkinematik auf dem Vorstrand. Die Unstetigkeiten im Druck- und Geschwindigkeitsverlauf am Böschungsfuß sind vernachlässigbar, wenn die Flachwasserbedingungen für $x = l_b$ annähernd erfüllt sind.

Die Wasserspiegelauslenkungen im stehenden Wellenfeld auf dem Vorstrand werden bei veränderlicher Wassertiefe $h(x)$ beschrieben durch:

$$\begin{aligned}\eta &= K_r H \cos \left(k_b l_b + \int_{l_b}^x k(x) dx + \gamma \right) \cos \omega t \\ &= K_r \frac{H}{2} \left[\cos \left(k_b l_b + \int_{l_b}^x k(x) dx + \gamma + \omega t \right) \right. \\ &\quad \left. + \cos \left(k_b l_b + \int_{l_b}^x k(x) dx + \gamma - \omega t \right) \right] ; \quad x \geq l_b\end{aligned}\quad (3.19)$$

wobei k_b für die Wellenzahl am Fuß der Wellenbrecherböschung ($x = l_b$) steht. Die Veränderung der Wellenhöhe über dem Vorstrand wird in Gl. 3.19 vernachlässigt.

Auf einem ebenen Vorstrand mit der Neigung $\tan \beta$ ist die lokale Wassertiefe gegeben durch:

$$h(x) = h_b + (x - l_b) \tan \beta ; \quad x \geq l_b \quad (3.20)$$

Unter der Annahme von *Flachwasserbedingungen* auf dem Vorstrand kann der Phasenwinkel in Gl. 3.19 mit der Wassertiefe nach Gl. 3.20 bestimmt werden:

$$\begin{aligned}k(x) &= \frac{\omega}{\sqrt{gh(x)}} \\ \int_{l_b}^x k(x) dx &= \frac{\omega}{\sqrt{g}} \int_{l_b}^x \frac{1}{\sqrt{h_b + (x - l_b) \tan \beta}} dx \\ &= \frac{2\omega}{\sqrt{g} \tan \beta} \left(\sqrt{h_b + (x - l_b) \tan \beta} - \sqrt{h_b} \right)\end{aligned}\quad (3.21)$$

Sind auf dem Vorstrand *keine Flachwasserverhältnisse* gegeben, dann kann der Phasenwinkel in Gl. 3.19 mit der folgenden Näherung abgeschätzt werden:

$$\begin{aligned}k(x) &= \frac{\omega^2}{g \tanh k(x) h(x)} \approx k_b \sqrt{\frac{h_b}{h(x)}} \\ \int_{l_b}^x k(x) dx &\approx k_b \int_{l_b}^x \sqrt{\frac{h_b}{h_b + (x - l_b) \tan \beta}} dx \\ &= \frac{2 k_b \sqrt{h_b}}{\tan \beta} \left(\sqrt{h_b + (x - l_b) \tan \beta} - \sqrt{h_b} \right)\end{aligned}\quad (3.22)$$

Ein Vergleich der Phasenwinkel nach Gl. 3.21 und Gl. 3.22 mit der durch numerische Integration ermittelten exakten Lösung ist in Abb. 3.5 für eine Vorstrandneigung $\tan \beta = 1 : 10$, eine Vorstrandlänge $x - l_b = 50 \text{ m}$, und einer Wellenlänge am Fuß der Wellenbrecherböschung $L(x = l_b) = 50 \text{ m}$ dargestellt. Die Wassertiefe h_b an der Position $x = l_b$ variiert von 0.4 m bis 40 m . Aufgetragen ist der relative Phasenwinkel über der relativen Wassertiefe am Fuß der Bauwerksböschung. Der relative Phasenwinkel beschreibt das Verhältnis des am Punkt $x = l_b + 50 \text{ m}$ unter Berücksichtigung der variablen Wassertiefe $h(x)$ und Wellenzahl $k(x)$ berechneten Phasenwinkels und des Phasenwinkels, der sich bei konstanter Wassertiefe auf dem Vorstrand ($h = h_b = \text{konst.}$, $k = k_b = \text{konst.}$) ergibt. Die relative Wassertiefe am Bauwerksfuß $k_b h_b$ variiert in dieser Darstellung mit der Wassertiefe h_b .

Unter Flachwasserbedingungen ($k_b h_b \leq 0.3$) sind die Abweichungen der Phasenwinkel nach Gl. 3.21 und Gl. 3.22 gegenüber der exakten Lösung (Integration über die Wellenzahl nach Gl. 3.18) vernachlässigbar. Mit zunehmender relativer Wassertiefe $k_b h_b$ wächst der Fehler der Flachwasserlösung nach Gl. 3.21 gegenüber der exakten Lösung. Wenn man berücksichtigt, daß bei geschütteten Wellenbrechern in der Regel die relative Wassertiefe am Bauwerksfuß $k_b h_b \leq 1$ ist, liefert die Näherungslösung nach Gl. 3.22 eine gute Abschätzung der exakten Lösung.

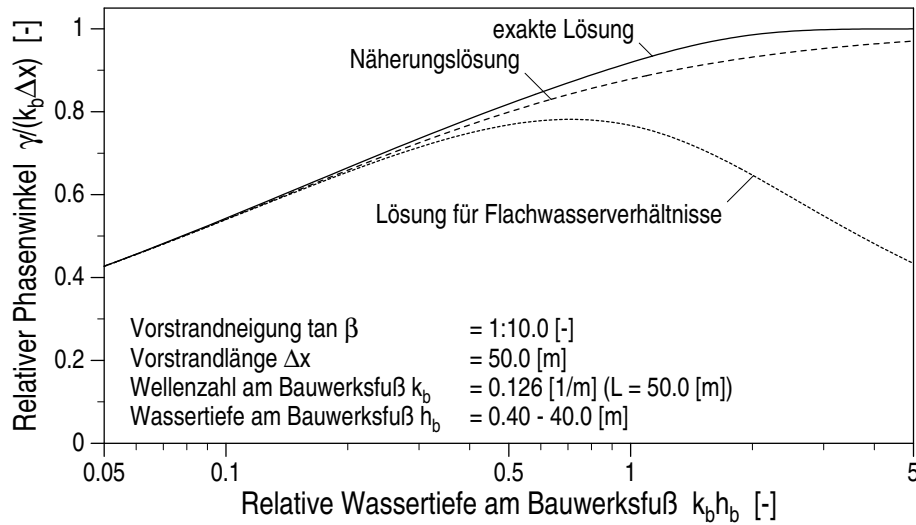


Abb. 3.5: Vergleich der nach linearer Wellentheorie exakt, näherungsweise und für Flachwasserverhältnisse bestimmten relativen Phasenwinkel über einer ebenen Vorstrandböschung

Der Koeffizient κ_z (in Gl. 3.17) und der Phasenwinkel γ (in Gl. 3.19) ergeben sich aus der Koppelung der stehenden Wellen über der Wellenbrecherböschung und über dem Vorstrand. Durch Gleichsetzen der Wasserspiegelauslenkungen η und der Wasserspiegelgradienten $\delta\eta/\delta x$ nach Gl. 3.17 und Gl. 3.19 für den Punkt $x = l_b$ erhält man:

$$\gamma = \arctan \left[\frac{J_1 \left(\frac{2\omega}{\tan \alpha} \sqrt{\frac{h_b}{g}} \right)}{J_0 \left(\frac{2\omega}{\tan \alpha} \sqrt{\frac{h_b}{g}} \right)} \right] k_b l_b \quad (3.23)$$

$$\kappa_z = \frac{\cos(k_b l_b + \gamma)}{J_0 \left(\frac{2\omega}{\tan \alpha} \sqrt{\frac{h_b}{g}} \right)} \quad (3.24)$$

Der reflektierte Anteil der anlaufenden Welle bildet zusammen mit der seewärts laufenden reflektierten Welle eine stehende Welle über der Wellenbrecherböschung und auf dem Vorstrand. Mit linearen Annahmen wird diese stehende Welle auf dem Vorstrand durch Gl. 3.19 (mit dem Phasenwinkel γ nach Gl. 3.23) und über der Bauwerksböschung durch Gl. 3.17 (mit dem Koeffizienten κ_z nach Gl. 3.24) vollständig beschrieben.

3.2.1.2 Transmittierter Wellenanteil

Der transmittierte Wellenanteil wird als fortschreitende Welle nach linearer Wellentheorie beschrieben, die die Oberfläche der Bauwerksböschung passiert und dabei eine gewisse Umformung erfährt.

Vorstrand: Durch die lineare Zerlegung der anlaufenden Welle in drei phasengleich fortschreitende Wellenanteile wurde festgelegt, daß der transmittierte Wellenanteil auf dem Vorstrand sich phasengleich mit dem reflektierten Wellenanteil bewegt (Gl. 3.19). Die Wasserspiegelauslenkungen auf dem Vorstrand werden beschrieben:

$$\eta = K_t \frac{H}{2} \left[\cos \left(k_b l_b + \int_{l_b}^x k(x) dx + \gamma + \omega t \right) \right] ; \quad x \geq l_b \quad (3.25)$$

wobei die Wellenzahl näherungsweise nach Gl. 3.22 integriert und der Phasenwinkel γ nach Gl. 3.23 berechnet wird.

Bauwerksböschung: Im Bereich 2 verändern sich sowohl die Wellenhöhe als auch die Fortschrittsgeschwindigkeit des transmittierten Wellenanteils.

Wird die Wellenhöhe des transmittierten Wellenanteils am Böschungsfuß mit $H_t = K_t H$ bezeichnet und im Bauwerk (unmittelbar nach dem Passieren der Bauwerksoberfläche) mit H'_t , so erhält man unter der Annahme von Flachwasserbedingungen die mittlere horizontale Geschwindigkeit unter dem transmittierten Wellenanteil \bar{u}_t am Böschungsfuß:

$$\bar{u}_t = \frac{H_t}{\pi} \frac{gk}{\omega}$$

und die mittlere Filtergeschwindigkeit unter dem transmittierten Wellenanteil im Bauwerk (unmittelbar an der Bauwerksfront):

$$\bar{u}_{f,t} = n \frac{H'_t}{\pi} \frac{gk'}{\omega}$$

Am Böschungsfuß wird die Wellenzahl k aus der Dispersionsgleichung (Gl. 3.18) und im Bauwerk ($x < 0$) wird die Wellenzahl k' nach Gl. 2.42 bestimmt, wobei jeweils die Wassertiefe h_b am Böschungsfuß angesetzt wird. Aus der Kontinuitätsgleichung folgt $\bar{u}_t = \bar{u}_{t,f}$ und damit ist:

$$H'_t = K_t H \frac{k}{nk'} \quad (3.26)$$

Die Wellenhöhe des transmittierten Wellenanteils auf der Böschungsoberfläche $H_t(x = 0)$ entspricht an einer senkrechten Bauwerksfront ($\cot \alpha = 0$) der Höhe des transmittierten Wellenanteils vor dem Bauwerk ($K_t H$). Bei einer geneigten Bauwerksfront ($\cot \alpha > 0$) strebt $H_t(x = 0)$ mit flacher werdender Böschung gegen die Wellenhöhe H'_t im Bauwerk. Durch geometrische Überlegungen erhält man für eine Böschungsneigung $\cot \alpha = 1$ eine Wellenhöhe $H_t(x = 0) = (K_t H + H'_t)/2$. Somit wird die Wellenhöhe des transmittierten Wellenanteils auf

der Böschungsoberfläche $H_t(x=0)$ in Abhängigkeit von der Böschungsneigung α näherungsweise beschrieben durch:

$$H_t(x=0) = K_t H \left[1 + \left(\frac{k}{nk'} - 1 \right) \cos^2 \alpha \right] \quad (3.27)$$

Im Bereich der Bauwerksböschung verändert sich die über die Wassertiefe gemittelte Porosität $\bar{n}(x)$ kontinuierlich. Über einer ebenen Böschung erhält man für $0 \leq x \leq l_b$:

$$\bar{n}(x) = n + \frac{1-n}{l_b} x \quad (3.28)$$

Damit verbunden ist eine kontinuierliche Änderung der Wellenzahl:

$$k(x) \approx k' + \frac{k-k'}{l_b} x \quad (3.29)$$

Die *lokale Wellenhöhe* des transmittierten Wellenanteils $H_t(x)$ erhält man über der Bauwerksböschung aus Gl. 3.27 mit der ortsabhängigen Porosität nach Gl. 3.28 und der Wellenzahl nach Gl. 3.29:

$$H_t(x) = K_t H \kappa_s \quad (3.30)$$

$$\text{mit: } \kappa_s = 1 + \left[\frac{l_b + (k/k' - 1)x}{l_b n + (1-n)x} - 1 \right] \cos^2 \alpha \quad (3.31)$$

Die *Wasserspiegelauslenkungen* des transmittierten Wellenanteils über der Wellenbrecherböschung erhält man aus Gl. 3.25 mit der Wellenzahl $k(x)$ nach Gl. 3.29, der Wellenhöhenänderung nach Gl. 3.30 und dem zusätzlichen Phasenwinkel $\Delta\gamma$, der sich aus der Wellenlängenänderung über der Böschung ($k \rightarrow k'$) ergibt:

$$\eta = K_t \kappa_s \frac{H}{2} \left[\cos \left(\int_0^x k(x) dx + \gamma + \Delta\gamma + \omega t \right) \right] ; \quad 0 \leq x \leq l_b \quad (3.32)$$

$$\text{mit: } \int_0^x k(x) dx = k'x + \frac{k-k'}{2l_b} x^2 \quad (3.33)$$

$$\Delta\gamma = \frac{l_b}{2} (k - k') \quad (3.34)$$

Der Phasenversatz $\Delta\gamma$ nach Gl. 3.34 ergibt sich durch Gleichsetzen der Wasserspiegelauslenkungen η nach Gl. 3.25 und Gl. 3.32 für den Punkt $x = l_b$.

3.2.1.3 Dissipierter Wellenanteil

Die fiktive Wellenhöhe ΔH des dissipierten Wellenanteils wird aus der Differenz der phasengleich überlagerten reflektierten und transmittierten Wellenanteile zur anlaufenden Welle gebildet. Damit erhält man am Böschungsfuß ($x = l_b$):

$$\Delta H = H - H_r - H_t = H [1 - (K_r + K_t)] \quad (3.35)$$

Der dissipierte Wellenanteil wird definitionsgemäß an der Böschung weder reflektiert noch transmittiert. Deshalb muß dessen Wellenhöhe für $x = 0$ gegen Null streben. Die Wellenausbreitung des dissipierten Wellenanteils über der Bauwerksböschung entspricht der des transmittierten Wellenanteils. Somit erfolgt über der Böschung eine kontinuierliche Zunahme der Wellenhöhe (s. Gl. 3.30), der die Abnahme infolge Energiedissipation überlagert ist.

Die Energiedissipation über der Böschung eines geschütteten Wellenbrechers erfolgt durch:

- Reibung an der Böschungsoberfläche beim Wellenaufbau und -rücklauf;
- Reibung im Böschungskörper;
- Wellenbrechen auf der Böschung.

Die Verluste beim Wellenaufbau führen zu einer konzentrierten Abnahme der Wellenhöhe im Schnittpunkt des RWS mit der Böschung ($x = 0$). Durch die Reibungsverluste im Böschungskörper nimmt die Wellenhöhe über der Böschung kontinuierlich ab. Ebenso nimmt die dissipierte Wellenhöhe landwärts des Brechpunkts ab.

Bei wenig ausgeprägtem Wellenbrechen und unter Berücksichtigung des Böschungseinflusses (Gl. 3.31) wird die Abnahme des dissipierten Wellenanteils durch einen Sinus angenähert (anstelle einer linearen Abnahme):

$$\Delta H(x) \approx \Delta H \kappa_s \sin\left(\frac{\pi}{2l_b} x\right) \quad ; \quad 0 \leq x \leq l_b \quad (3.36)$$

wobei ΔH für die dissipierte Wellenhöhe am Fuß der Bauwerksböschung steht.

Vorstrand: Im Bereich 1 bewegt sich der dissipierte Wellenanteil phasengleich mit der anlaufenden Welle des reflektierten Wellenzugs (Gl. 3.19) und der transmittierten Welle (Gl. 3.25). Die Wasserspiegelauslenkungen auf dem Vorstrand werden beschrieben:

$$\eta = \frac{\Delta H}{2} \left[\cos\left(k_b l_b + \int_{l_b}^x k(x) dx + \gamma + \omega t\right) \right] \quad ; \quad x \geq l_b \quad (3.37)$$

wobei das Integral der Wellenzahl näherungsweise nach Gl. 3.22 und der Phasenwinkel γ nach Gl. 3.23 bestimmt werden (s. Gl. 3.25).

Bauwerksböschung: Für den Bereich 2 wird angenommen, daß der dissipierte Wellenanteil sich phasengleich mit der transmittierten Welle bewegt, so daß die lokale Wellenzahl über der Böschung für den dissipierten Wellenanteil durch Gl. 3.29 gegeben ist. Die Wasserspiegelauslenkungen des dissipierten Wellenanteils über der Bauwerksböschung wird entsprechend dem transmittierten Wellenanteil (s. Gl. 3.32) beschrieben durch:

$$\eta = \frac{\Delta H}{2} \kappa_s \sin\left(\frac{\pi}{2l_b} x\right) \left[\cos\left(\int_0^x k(x) dx + \gamma + \Delta\gamma + \omega t\right) \right] \quad ; \quad 0 \leq x \leq l_b \quad (3.38)$$

mit dem Integral der Wellenzahl nach Gl. 3.33, dem zusätzlichen Phasenwinkel $\Delta\gamma$ nach Gl. 3.34 und dem Koeffizienten κ_s nach Gl. 3.31.

3.2.1.4 Überlagerung der Wellenanteile

Die Wellenbewegung über der Wellenbrecherböschung und auf dem Vorstrand wird durch lineare Überlagerung des reflektierten, transmittierten und dissipierten Wellenanteils bestimmt.

Bauwerksböschung: Die Wasserspiegelauslenkungen werden über der Bauwerksböschung ($0 \leq x \leq l_b$) nach Gl. 3.17, Gl. 3.32 und Gl. 3.38 beschrieben:

$$\begin{aligned} \eta = & K_r H \kappa_z J_0 \left(\frac{2\omega}{\sqrt{g \tan \alpha}} \sqrt{x} \right) \cos \omega t \\ & + \left[K_t \frac{H}{2} + \frac{\Delta H}{2} \sin \left(\frac{\pi}{2 l_b} x \right) \right] \kappa_s \cos \left(k' x + \frac{k - k'}{2 l_b} (x^2 + l_b^2) + \gamma + \omega t \right) \end{aligned} \quad (3.39)$$

wobei der Phasenwinkel γ nach Gl. 3.23, der Koeffizient κ_z nach Gl. 3.24 und der Koeffizient κ_s nach Gl. 3.31 ermittelt werden.

Vorstrand: Die Wasserspiegelauslenkungen auf dem Vorstrand ($x \geq l_b$) werden nach Gl. 3.19, Gl. 3.25 und Gl. 3.37 beschrieben:

$$\begin{aligned} \eta = & \frac{H}{2} \left[\cos \left(k_b l_b + \int_{l_b}^x k(x) dx + \gamma + \omega t \right) \right. \\ & \left. + K_r \cos \left(k_b l_b + \int_{l_b}^x k(x) dx + \gamma - \omega t \right) \right] \end{aligned} \quad (3.40)$$

wobei das Integral der Wellenzahl näherungsweise nach Gl. 3.22 und der Phasenwinkel γ nach Gl. 3.23 bestimmt werden und eine konstante¹ Wellenhöhe H vorausgesetzt wird.

In Abb. 3.6 sind die Wasserspiegelauslenkungen nach Gl. 3.39 und Gl. 3.40 und die daraus resultierende lokale Wellenhöhe beispielhaft dargestellt für eine Böschungsneigung $\tan \alpha = 1 : 1.5$, eine Strandneigung $\tan \beta = 1 : 10$, eine Wassertiefe am Bauwerksfuß $h_b = 2.5 \text{ m}$ und Wellenparameter $H = 1.0 \text{ m}$, $T = 3.0 \text{ s}$ und $L_b = 12.5 \text{ m}$. Für diese Situation wurden $K_r = 0.4$ und $K_t = 0.5$ gesetzt, damit ist $\Delta H/H = 0.1$. Wellenshoaling über dem Vorstrand wurde in dieser Abbildung nicht berücksichtigt.

Die Wasserspiegeleinhüllende liefert eine für ein halbstehendes Wellenfeld typische Schwebung. Man erkennt eine leichte Zunahme der Wellenlänge über dem Vorstrand, eine deutliche Abnahme über der Bauwerksböschung und einen ausgeprägten Schwebungsbauch an der Position $x = 0$.

3.2.1.5 Lokale Wellenhöhe

Die lokale Wellenhöhe $H(x)$ über der Wellenbrecherböschung und auf dem Vorstrand kann aus den minimalen und maximalen Wasserspiegelauslenkungen nach Gl. 3.39 und Gl. 3.40 ermittelt werden. Das Vorgehen bei der Bestimmung der lokalen Wellenhöhe aus der Ableitung $\delta\eta/\delta x$ entspricht dem im Abschnitt 3.1.

¹Soll die Wellenhöhenänderung über dem Vorstrand durch Shoaling berücksichtigt werden, dann müssen in Gl. 3.40 die Wellenhöhen H und ΔH jeweils ersetzt werden durch $K_s(x) H$ und $K_s(x) \Delta H$, wobei $K_s(x)$ für den lokalen Shoalingkoeffizienten steht. Entsprechend müssen in Gl. 3.39 H und ΔH durch $K_s(l_b) H$ und $K_s(l_b) \Delta H$ ersetzt werden, mit dem Shoalingkoeffizienten am Bauwerksfuß $K_s(l_b)$.

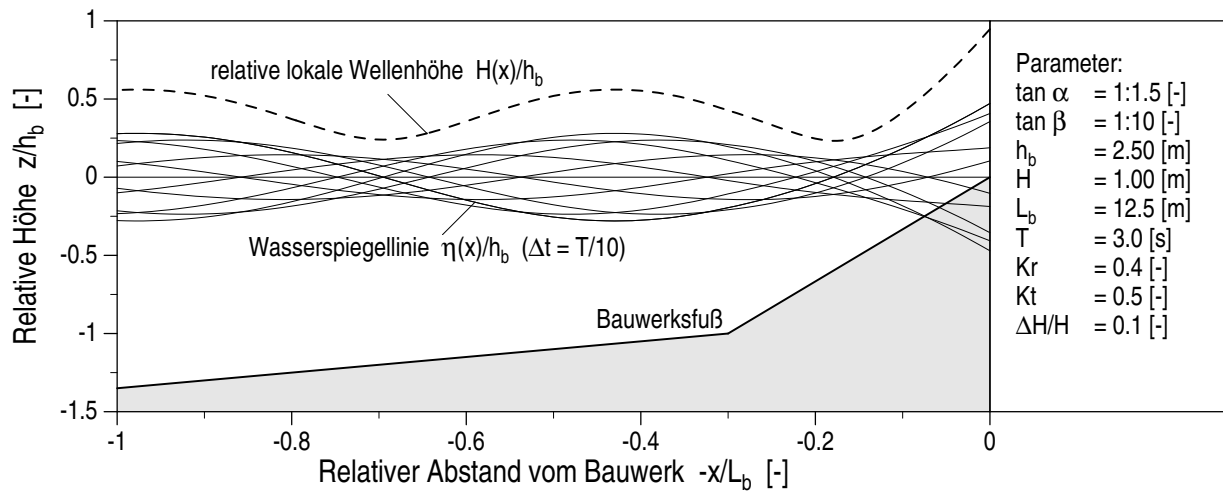


Abb. 3.6: Eulersche Beschreibung der Wasserspiegelauslenkung η und der lokalen Wellenhöhen $H(x)$ über der Wellenbrecherböschung und dem Vorstrand

Bauwerksböschung: Die Ableitung von Gl. 3.39 liefert die lokale Wellenhöhe für $0 \leq x \leq l_b$:

$$\begin{aligned}
 H(x) = & 2H \left[\left[K_r \kappa_z J_0 \left(\frac{2\omega}{\sqrt{g \tan \alpha}} \sqrt{x} \right) \right]^2 \right. \\
 & + K_r \kappa_z J_0 \left(\frac{2\omega}{g \tan \alpha} \sqrt{x} \right) \left[K_t + \frac{\Delta H}{H} \sin \left(\frac{\pi}{2l_b} x \right) \right] \\
 & \left. \kappa_s \cos \left(k'x + \frac{k - k'}{2l_b} (x^2 + l_b^2) + \gamma \right) \right. \\
 & \left. + \frac{1}{4} \kappa_s^2 \left[K_t + \frac{\Delta H}{H} \sin \left(\frac{\pi}{2l_b} x \right) \right]^2 \right]^{1/2} \quad (3.41)
 \end{aligned}$$

mit dem Phasenwinkel γ nach Gl. 3.23, dem Koeffizienten κ_z nach Gl. 3.24 und dem Koeffizienten κ_s nach Gl. 3.31.

Vorstrand: Die lokale Wellenhöhe über dem Vorstrand ($x \geq l_b$) wird aus der Ableitung von Gl. 3.40 auf die gleiche Weise ermittelt:

$$H(x) = H \left[1 + 2K_r \cos 2 \left(k_b l_b + \int_{l_b}^x k(x) dx + \gamma \right) + K_r^2 \right]^{1/2} \quad (3.42)$$

Das Integral der Wellenzahl kann näherungsweise mit Gl. 3.22 bestimmt werden.

In Abb. 3.6 ist die lokale Wellenhöhe $H(x)$ über der Wellenbrecherböschung und auf dem Vorstrand für die betrachteten Wellen- und Bauwerksparemeter dargestellt. Der Verlauf der lokalen Wellenhöhe entspricht einer Schwebung mit einem ausgeprägten Maximum an der Position $x = 0$.

3.2.1.6 Wellenaufbau

Die Wellenaufbauhöhe R auf der Wellenbrecherböschung erhält man aus Gl. 3.41 mit $x = 0$:

$$R = 2H \left[K_r^2 \kappa_z^2 + K_t K_r \kappa_z \kappa_s \cos \left(\frac{l_b}{2} (k - k') + \gamma \right) + \frac{1}{4} K_t^2 \kappa_s^2 \right]^{1/2} \quad (3.43)$$

Aus den Annahmen der linearen Wellentheorie ergibt sich ein symmetrischer Wellenaufbau mit $R_u = -R_d = R/2$.

Der theoretische relative Wellenaufbau auf der Bauwerksböschung R_u/H nach Gl. 3.43 ist in Abb. 3.7 über der relativen Böschungslänge $kh \cot \alpha$ aufgetragen. Betrachtet werden zwei idealisierte Fälle, eine glatte teildurchlässige Böschung und eine undurchlässige raue Böschung.

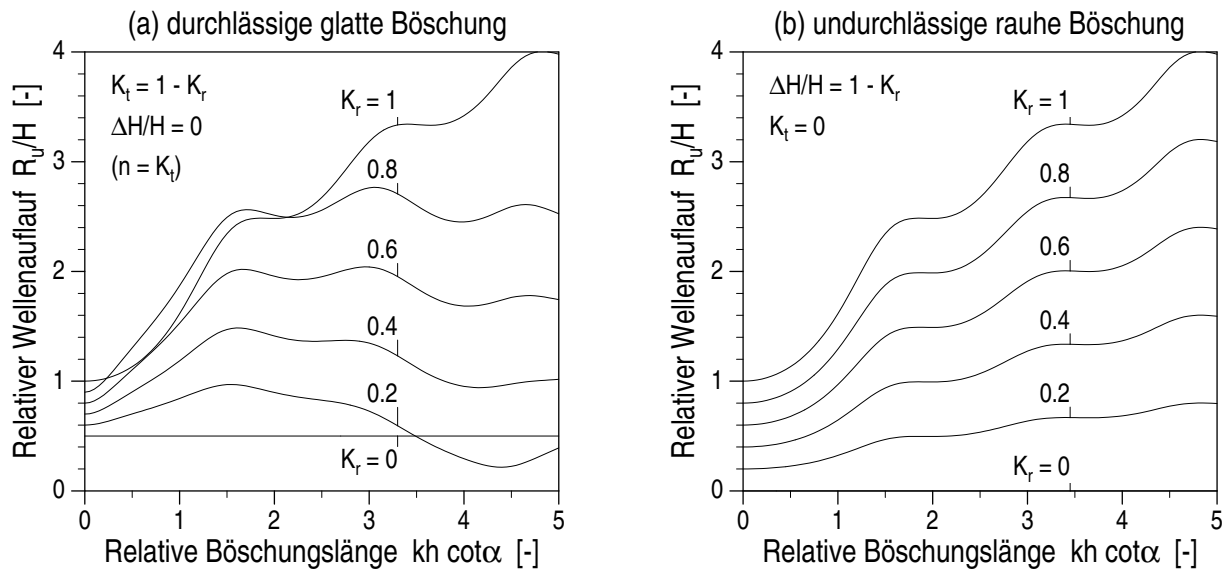


Abb. 3.7: Relativer Wellenaufbau R_u/H (a) auf einer durchlässigen glatten Böschung ($K_r = 1 \rightarrow 0$, $K_t = 1 - K_r$ und $\Delta H/H = 0$) und (b) auf einer undurchlässigen rauhen Böschung ($K_r = 1 \rightarrow 0$, $K_t = 0$ und $\Delta H/H = 1 - K_r$)

Für die glatte durchlässige Böschung wurde angenommen, daß der nichtreflektierte Anteil der anlaufenden Wellen vollständig transmittiert wird und keine Wellenenergie dissipiert wird. Der Wellenaufbau wächst mit flacher werdender Böschungsneigung (zunehmender relativer Böschungslänge), da eine Begrenzung des Wellenaufbaus durch Wellenbrechen nicht berücksichtigt wurde. Mit zunehmender Durchlässigkeit der Böschung nimmt der Wellenaufbau ab. Für eine vollständig durchlässige Böschung ($K_r = 0$, $K_t = 1$) ist $R_u/H = 0.5$, d.h. der Wellenaufbau entspricht der Kammlage der transmittierten Welle. Bei geringer Reflexion an relativ flachen Böschungen ($kh \cot \alpha > 3$) führt der Phasenversatz zwischen reflektiertem und transmittiertem Wellenteil zu einer deutlichen Reduktion der Aufbauhöhe, so daß $R_u/H < 0.5$. Das vorliegende Modell erscheint für die Beschreibung dieser Verhältnisse ungeeignet.

Für die raue undurchlässige Böschung wurde angenommen, daß der nichtreflektierte Anteil der anlaufenden Wellen vollständig dissipiert wird. Auch hier nimmt der Wellenaufbau mit zunehmender Dissipation auf der Böschung ab. Bei vollständiger Dissipation ($K_r = 0$) geht die Aufbauhöhe erwartungsgemäß gegen Null.

3.2.1.7 Druckverteilung auf der Böschung

Die Druckverteilung nach linearer Wellentheorie ist für fortschreitende, stehende und halbstehe-
hende Wellen gleichermaßen gegeben durch (s. Gl. 3.3, Gl. 3.6 und Gl. 3.11):

$$p = -\rho g z + \rho g \kappa_p \eta \quad (3.44)$$

Für die Druckverteilung auf der Wellenbrecherböschung wird die Wasserspiegelauslenkung η beschrieben durch Gl. 3.39. Der Koeffizient κ_p für die Böschungsoberfläche ergibt sich mit der Wellenzahl $k(x)$ nach Gl. 3.29 und $-z = x \tan \alpha$ zu:

$$\kappa_p = \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} = \frac{\cosh(k' + (k-k')/l_b)(h_b - x \tan \alpha)}{\cosh(k' + (k-k')/l_b) h_b} \quad (3.45)$$

Für Flachwasserbedingungen ist $\kappa_p = 1$.

Die Wasserspiegelauslenkungen des reflektierten Wellenanteils wurden unter Annahme von Flachwasserbedingungen bestimmt. Somit wird für den Wellendruck des reflektierten Wellenanteils ein Koeffizient $\kappa_p = 1$ angesetzt. Sofern am Fuß der Bauwerksböschung keine Flachwasserbedingungen herrschen wird κ_p des transmittierten und dissipierten Wellenanteils nach Gl. 3.45 bestimmt. Durch Einsetzen von Gl. 3.39 in Gl. 3.44 erhält man den *Wellendruck* auf die Böschungsoberfläche ($0 \leq x \leq l_b$ und $z = -x \tan \alpha$):

$$\begin{aligned} \rho g \kappa_p \eta = & \rho g H \left[\left(K_t + \frac{\Delta H}{H} \sin \left(\frac{\pi}{2 l_b} x \right) \right) \frac{\kappa_p \kappa_s}{2} \cos \left(k' x + \frac{k-k'}{2 l_b} (x^2 + l_b^2) + \gamma + \omega t \right) \right. \\ & \left. + K_r \kappa_z J_0 \left(\frac{2 \omega}{\sqrt{g \tan \alpha}} \sqrt{x} \right) \cos \omega t \right] \end{aligned} \quad (3.46)$$

Die *Höhe der Druckoszillationen* P auf der Böschungsoberfläche wird aus der Ableitung $\delta p / \delta x$ der Druckverteilung auf der Böschung nach Gl. 3.46 ermittelt (Vorgehen s. Abschnitt 3.1): Für $0 \leq x \leq l_b$ erhält man:

$$\begin{aligned} P = & \rho g H \left[\left[K_r \kappa_z J_0 \left(\frac{2 \omega}{\sqrt{g \tan \alpha}} \sqrt{x} \right) \right]^2 \right. \\ & + K_r \kappa_z J_0 \left(\frac{2 \omega}{\sqrt{g \tan \alpha}} \sqrt{x} \right) \left[K_t + \frac{\Delta H}{H} \sin \left(\frac{\pi}{2 l_b} x \right) \right] \\ & \quad \kappa_p \kappa_s \cos \left(k' x + \frac{k-k'}{2 l_b} (x^2 + l_b^2) + \gamma \right) \\ & \left. + \frac{\kappa_p^2 \kappa_s^2}{4} \left[K_t + \frac{\Delta H}{H} \sin \left(\frac{\pi}{2 l_b} x \right) \right]^2 \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (3.47)$$

Der Phasenwinkel γ wird nach Gl. 3.23 und die Koeffizienten κ_z , κ_s und κ_p werden nach Gl. 3.24, Gl. 3.31 und Gl. 3.45 bestimmt.

In Abb. 3.8 ist die Druckverteilung auf der Wellenbrecherböschung nach Gl. 3.46 für den Zeitpunkt des höchsten Wellenaufbaus dargestellt. Die Druckverteilung wurde sowohl unter Annahme von Flachwasserbedingungen ($\kappa_p = 1$) als auch unter Berücksichtigung der vertikalen Druckverteilung nach Gl. 3.45 für den transmittierten und dissipierten Wellenanteil ermittelt. Man erkennt, daß der Druck auf der Böschung durch die Annahme von Flachwasserbedingungen im vorliegenden Fall geringfügig überschätzt wird.

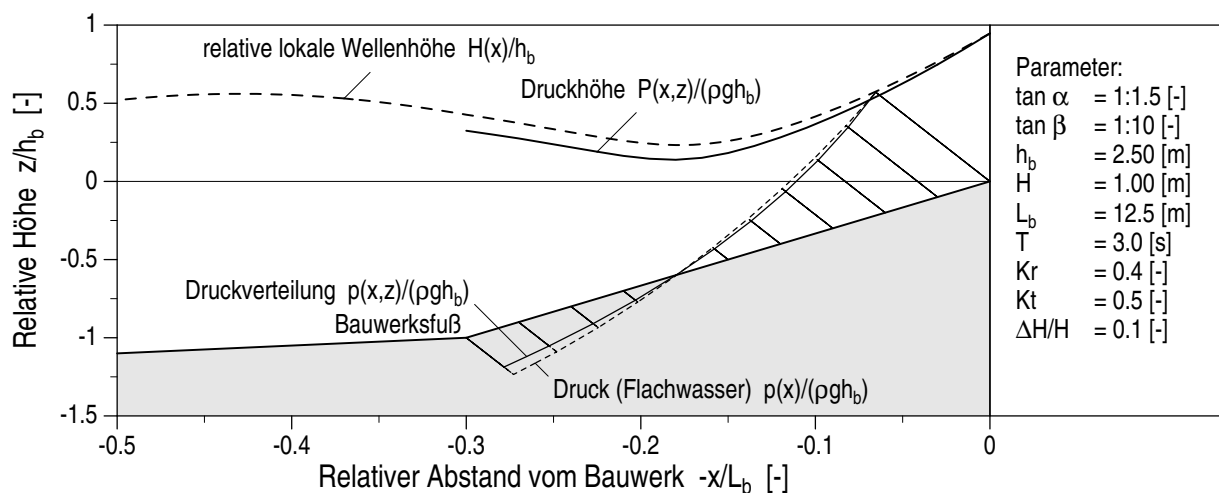


Abb. 3.8: Eulersche Beschreibung der Druckhöhe $P(x, z)/\rho g$ und der Druckverteilung beim höchsten Wellenaufbau $p(x, z)/\rho g$ auf der Bauwerksböschung

Darüber hinaus ist in Abb. 3.8 die Höhe der Druckoszillationen P über der Bauwerksböschung aufgetragen. Unter Annahme von Flachwasserbedingungen entspricht die Höhe der Druckoszillationen P der Wellenhöhe über der Böschung $H(x)$. Mit dem Koeffizienten κ_p nach Gl. 3.45 nimmt die Druckhöhe gegenüber der Wellenhöhe mit zunehmender Wassertiefe über der Böschung ab.

3.2.2 Lagrangesche Beschreibung der Wellenbewegung

Bei der Lagrangeschen Betrachtungsweise wird die Auslenkung der Wasserpartikel gegenüber ihrer Ruheposition (x_0, z_0) bei der Beschreibung der Wellenkinematik berücksichtigt. Die horizontalen und vertikalen Partikelauslenkungen ergeben sich aus der Summe der Auslenkungen erster Ordnung des reflektierten, transmittierten und dissipierten Wellenanteils. Die Partikelauslenkungen zweiter und höherer Ordnung werden vernachlässigt.

Für die Beschreibung der Wellenbewegung über einer Böschung ist die aufwendigere Lagrangesche Betrachtung besser geeignet als die Eulersche Betrachtungsweise, da allein sie die böschungsp parallelen Bewegungen der Partikel auf der Böschungsoberfläche erfaßt.

Für die Lagrangesche Beschreibung des Wasserspiegelverlaufs über der Wellenbrecherböschung und auf dem Vorstrand müssen die Auslenkungen der Wasserpartikel mit der Ruheposition $x_0 \geq 0$ und $z_0 = 0$ bestimmt werden.

3.2.2.1 Reflektierter Wellenanteil

Bauwerksböschung: Für den reflektierten Wellenanteil werden die Partikelauslenkungen an der Oberfläche im Bereich der Bauwerksböschung ($0 \leq x_0 \leq l_b, z_0 = 0$) beschrieben:

$$x = x_0 - K_r H \frac{\kappa_z}{\omega} \sqrt{\frac{g}{x_0 \tan \alpha}} J_1 \left(\frac{2\omega}{\sqrt{g \tan \alpha}} \sqrt{x_0} \right) \cos \omega t \quad (3.48)$$

$$z = K_r H \kappa_z J_0 \left(\frac{2\omega}{\sqrt{g \tan \alpha}} \sqrt{x_0} \right) \cos \omega t \quad (3.49)$$

Die horizontalen und vertikalen Partikelauslenkungen wurden gegenüber dem Ansatz nach SHUTO (Gl. 2.18 & 2.19) mit $\sqrt{g \cot \alpha}/\omega$ erweitert, so daß die vertikalen Auslenkungen nach Gl. 3.49 mit dem Koeffizienten κ_z nach Gl. 3.24 den Wasserspiegelauslenkungen in der Eulerschen Betrachtung (Gl. 3.17) entsprechen. Das Vorzeichen der horizontalen Partikelauslenkung wurde in Gl. 3.48 gegenüber Gl. 2.18 geändert, um den Vergleich der Phasenwinkel am Böschungsfuß zwischen Eulerscher und Lagrangescher Betrachtung zu erleichtern. Die vertikale Auslenkung nach Gl. 3.49 erhält man durch Umformung aus Gl. 2.19 mit $z_0 = 0$.

Für $x_0 = 0$ ergibt sich eine schwache Singularität für die horizontale Partikelauslenkung. Strebt x_0 gegen Null, dann strebt x gegen:

$$\lim_{x_0 \rightarrow 0} x = -\frac{K_r H \kappa_z}{\tan \alpha} \cos \omega t$$

Das Wasserpartikel mit der Ruheposition ($x_0 = 0, z_0 = 0$) bewegt sich somit böschungsparallel.

Wie bei der Eulerschen Beschreibung der Wellenbewegung vor dem Bauwerk werden für den reflektierten Wellenanteil über der Bauwerksböschung Flachwasserverhältnisse angenommen. Für den transmittierten und dissipierten Wellenanteil im Bereich der Wellenbrecherböschung sowie für das halbstehende Wellenfeld über dem Vorstrand ist diese Annahme nicht notwendig, d.h. die Wellenzahl k kann nach Gl. 3.18 oder vereinfachend für Flachwasserbedingungen bestimmt werden.

Vorstrand: Die Partikelauslenkungen im stehenden Wellenfeld auf dem Vorstrand ($x_0 \geq l_b, z_0 = 0$) werden beschrieben durch:

$$\begin{aligned} x &= x_0 - K_r H \frac{g}{w^2} k(x_0) \sin \left(k_b l_b + \int_{l_b}^{x_0} k(x_0) dx + \gamma \right) \cos \omega t \\ &= x_0 - K_r \frac{H}{2} \frac{g}{w^2} k(x_0) \left[\sin \left(k_b l_b + \int_{l_b}^{x_0} k(x_0) dx + \gamma + \omega t \right) \right. \\ &\quad \left. + \sin \left(k_b l_b + \int_{l_b}^{x_0} k(x_0) dx + \gamma - \omega t \right) \right] \end{aligned} \quad (3.50)$$

$$\begin{aligned} z &= K_r H \cos \left(k_b l_b + \int_{l_b}^{x_0} k(x_0) dx + \gamma \right) \cos \omega t \\ &= K_r \frac{H}{2} \left[\cos \left(k_b l_b + \int_{l_b}^{x_0} k(x_0) dx + \gamma + \omega t \right) \right. \\ &\quad \left. + \cos \left(k_b l_b + \int_{l_b}^{x_0} k(x_0) dx + \gamma - \omega t \right) \right] \end{aligned} \quad (3.51)$$

Dabei wurde Gl. 3.51 gegenüber Gl. 2.16 so modifiziert, daß die vertikalen Partikelauslenkungen der Wasserspiegellinie nach Gl. 3.19 entsprechen. Da ein fester Phasenbezug zwischen horizontalen und vertikalen Partikelbewegungen besteht, wurde auch Gl. 3.50 gegenüber Gl. 2.15 verändert und an Gl. 3.51 angepaßt.

Für einen ebenen Vorstrand mit der Neigung $\tan \beta$ werden die lokale Wassertiefe $h(x_0)$ nach Gl. 3.20, die lokale Wellenzahl $k(x_0)$ und das Integral der Wellenzahl nach Gl. 3.22 bestimmt.

Der Koeffizient κ_z (Gl. 3.48 & 3.49) und der Phasenwinkel γ (Gl. 3.50 & 3.51) ergeben sich wie bei der Eulerschen Betrachtung aus der Koppelung der stehenden Wellen über der Wellenbrecherböschung und auf dem Vorstrand. Durch Gleichsetzen der horizontalen und vertikalen Partikelauslenkungen für $x_0 = l_b$ erhält man den Koeffizienten κ_z nach Gl. 3.24 und den Phasenwinkel:

$$\gamma = \arctan \left[\frac{\omega}{k_b \sqrt{g h_b}} \frac{J_1 \left(\frac{2\omega}{\tan \alpha} \sqrt{\frac{h_b}{g}} \right)}{J_0 \left(\frac{2\omega}{\tan \alpha} \sqrt{\frac{h_b}{g}} \right)} \right] - k_b l_b \quad (3.52)$$

Unter Flachwasserbedingungen ist $\omega = k_b \sqrt{g h_b}$ und der Phasenwinkel nach Gl. 3.52 entspricht dem Winkel nach Gl. 3.23.

3.2.2.2 Transmittierter und dissipierter Wellenanteil

Wie bei der Eulerschen Betrachtung werden der transmittierte und der dissipierte Wellenanteil als fortschreitende Wellen beschrieben, die sich auf dem Vorstrand phasengleich mit der anlaufenden Welle des reflektierten Wellenanteils bewegen. Die Wellenzahl auf dem Vorstrand ist abhängig von der lokalen Wassertiefe und ist näherungsweise durch Gl. 3.22 gegeben. Die Veränderung der Wellenzahl über der Bauwerksböschung wird durch Gl. 3.29 beschrieben. Die Wellenhöhe des transmittierten Wellenanteils ist konstant, die Wellenhöhe des dissipierten Wellenanteils nimmt über der Wellenbrecherböschung ab und wird für $x_0 = 0$ zu Null (s. Gl. 3.36).

Bauwerksböschung: Für den transmittierten und dissipierten Wellenanteil werden die Partikelauslenkungen über der Bauwerksböschung ($0 \leq x_0 \leq l_b, z_0 = 0$) beschrieben durch:

$$x = x_0 - \left[K_t \frac{H}{2} + \frac{\Delta H}{2} \sin \left(\frac{\pi}{2 l_b} x_0 \right) \right] \frac{g \kappa_s}{w^2} \left(k' + \frac{k - k'}{l_b} \right) \sin \left(k' x_0 + \frac{k - k'}{2 l_b} (x_0^2 + l_b^2) + \gamma + \omega t \right) \quad (3.53)$$

$$z = \left[K_t \frac{H}{2} + \frac{\Delta H}{2} \sin \left(\frac{\pi}{2 l_b} x_0 \right) \right] \kappa_s \cos \left(k' x_0 + \frac{k - k'}{2 l_b} (x_0^2 + l_b^2) + \gamma + \omega t \right) \quad (3.54)$$

Die Wellenzahlen vor dem Bauwerk k und im Bauwerk k' werden jeweils unter Verwendung der Wassertiefe h_b aus der Dispersionsgleichung (Gl. 3.18) bzw. nach Gl. 2.42 ermittelt. Der Phasenwinkel γ wird nach Gl. 3.52 bestimmt.

Vorstrand: Auf dem Vorstrand ($x_0 \geq l_b$, $z_0 = 0$) werden die Partikelauslenkungen des transmittierten und dissipierten Wellenanteils durch:

$$x = x_0 - \frac{1}{2} (K_t H + \Delta H) \frac{g}{w^2} k(x_0) \sin \left(k_b l_b + \int_{l_b}^{x_0} k(x_0) dx + \gamma + \omega t \right) \quad (3.55)$$

$$z = \frac{1}{2} (K_t H + \Delta H) \cos \left(k_b l_b + \int_{l_b}^{x_0} k(x_0) dx + \gamma + \omega t \right) \quad (3.56)$$

beschrieben. Das Integral der Wellenzahl wird nach Gl. 3.22 berechnet und γ nach Gl. 3.52.

3.2.2.3 Überlagerung der Wellenanteile

Die aus dem Zusammenwirken des reflektierten, transmittierten und dissipierten Wellenanteils resultierenden Partikelauslenkungen werden durch lineare Überlagerung ermittelt.

Bauwerksböschung: Für die Partikelauslenkungen über der Wellenbrecherböschung ($0 \leq x_0 \leq l_b$, $z_0 = 0$) erhält man mit Gl. 3.48 & 3.49 sowie Gl. 3.53 & 3.54:

$$\begin{aligned} x = & x_0 - K_r H \frac{\kappa_z}{\omega} \sqrt{\frac{g}{x_0 \tan \alpha}} J_1 \left(\frac{2\omega}{\sqrt{g \tan \alpha}} \sqrt{x_0} \right) \cos \omega t \\ & - \left[K_t \frac{H}{2} + \frac{\Delta H}{2} \sin \left(\frac{\pi}{2 l_b} x_0 \right) \right] \frac{g \kappa_s}{w^2} \left(k' + \frac{k - k'}{l_b} \right) \\ & \sin \left(k' x_0 + \frac{k - k'}{2 l_b} (x_0^2 + l_b^2) + \gamma + \omega t \right) + \Delta x \frac{l_b - x_0}{l_b} \end{aligned} \quad (3.57)$$

$$\begin{aligned} z = & K_r H \kappa_z J_0 \left(\frac{2\omega}{\sqrt{g \tan \alpha}} \sqrt{x_0} \right) \cos \omega t \\ & + \left[K_t \frac{H}{2} + \frac{\Delta H}{2} \sin \left(\frac{\pi}{2 l_b} x_0 \right) \right] \kappa_s \cos \left(k' x_0 + \frac{k - k'}{2 l_b} (x_0^2 + l_b^2) + \gamma + \omega t \right) \end{aligned} \quad (3.58)$$

Dabei stellt Δx einen Korrekturterm dar, der erforderlich ist, da die Partikel des transmittierten Wellenanteils die Böschungsoberfläche passieren. Dadurch befindet sich das Partikel mit der Ruheposition ($x_0 = 0$, $z_0 = 0$) nicht zu jedem Zeitpunkt auf der Böschungsoberfläche und die Ruheposition des jeweils auf der Böschungsoberfläche befindlichen Partikels müßte iterativ bestimmt werden. Liegt die Ruheposition innerhalb der Böschung ($x_0 < 0$), wird der Definitionsbereich der Bessel-Funktionen verlassen. Um die Anwendung von Gl. 3.57 und Gl. 3.58 zu erleichtern wurde deshalb das Partikel mit der Ruheposition ($x_0 = 0$, $z_0 = 0$) horizontal auf die Böschung projiziert.

Der horizontale Abstand des Partikels ($x_0 = 0$, $z_0 = 0$) zur Böschungsoberfläche ergibt sich mit den Partikelauslenkungen x und z nach Gl. 3.57 & 3.58 zu:

$$\begin{aligned} \Delta x = & z \cot \alpha - x \\ = & K_t \kappa_s \frac{H}{2} \left[-\frac{1}{\tan \alpha} \cos \left(\frac{l_b}{2} (k - k') + \gamma + \omega t \right) \right. \\ & \left. + \frac{g k'}{\omega^2} \sin \left(\frac{l_b}{2} (k - k') + \gamma + \omega t \right) \right] \end{aligned} \quad (3.59)$$

Um Unstetigkeiten im Verlauf der Wasserspiegellinie zu vermeiden wurde durch den Term $(l_b - x_0)/l_b$ eine kontinuierliche Abnahme des Korrekturterms Δx über die Böschungslänge vorgegeben.

Vorstrand: Die horizontalen und vertikalen Partikelauslenkungen auf dem Vorstrand ($x_0 \geq l_b, z_0 = 0$) ergeben sich nach Gl. 3.50 & 3.51 sowie Gl. 3.55 & 3.56 zu:

$$x = x_0 - \frac{H}{2} \frac{g}{w^2} k(x_0) \left[\sin \left(k_b l_b + \int_{l_b}^{x_0} k(x_0) dx + \gamma + \omega t \right) + K_r \sin \left(k_b l_b + \int_{l_b}^{x_0} k(x_0) dx + \gamma - \omega t \right) \right] \quad (3.60)$$

$$z = \frac{H}{2} \left[\cos \left(k_b l_b + \int_{l_b}^{x_0} k(x_0) dx + \gamma + \omega t \right) + K_r \cos \left(k_b l_b + \int_{l_b}^{x_0} k(x_0) dx + \gamma - \omega t \right) \right] \quad (3.61)$$

In Abb. 3.9 sind die Wasserspiegelauslenkungen nach Gl. 3.57 & 3.58 sowie nach Gl. 3.60 & 3.61 über einem Vorstrand und einer Wellenbrecherböschung sowie die daraus resultierenden lokalen Wellenhöhen beispielhaft dargestellt. Die Wellen- und Bauwerksparameter entsprechen den Parametern in Abb. 3.6.

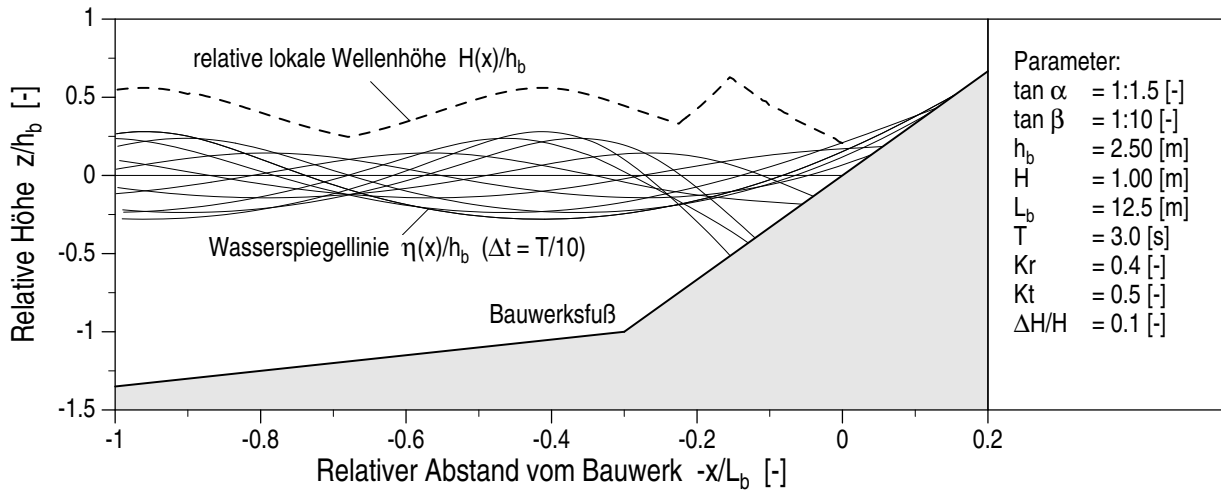


Abb. 3.9: Lagrangesche Beschreibung der Wasserspiegelauslenkung η und der lokalen Wellenhöhen $H(x)$ über der Wellenbrecherböschung und dem Vorstrand

Auf dem Vorstrand erkennt man trochoidale Wellenprofile. Daraus ergibt sich eine Wasserspiegeleinhüllende, die nicht symmetrisch zum Ruhewasserspiegel ist. Die Lagrangesche Beschreibung der Wellenbewegung über der Bauwerksböschung weist deutliche Unterschiede zur Eulerschen Beschreibung (s. Abb. 3.6) auf. Die größte Wellenhöhe tritt etwa an der Position des tiefsten Rücklaufs ($x \approx R_d \cot \alpha$) auf. Von dort bis zum Punkt des höchsten Wellenaufbaus ($x = -R_u \cot \alpha$) nimmt die Wellenhöhe kontinuierlich ab.

3.2.2.4 Wellenaufbau und lokale Wellenhöhe

Die Wellenaufbauhöhe R kann aus Gl. 3.57 abgeleitet werden. Durch die Projektion des Partikels mit der Ruheposition $x_0 = 0$ und $z_0 = 0$ auf die Böschungsoberfläche ist die Ruheposition des für den Aufbau maßgeblichen Partikels vorgegeben. Entsprechend dem Vorgehen in Abschnitt 3.1 werden die Zeitpunkte des höchsten Wellenaufbaus und des tiefsten Rücklaufs aus der zeitlichen Ableitung der vertikalen Partikelauslenkung mit $\delta z / \delta t = 0$ bestimmt und die Wellenaufbauhöhe für diese Zeitpunkte nach Gl. 3.58 ermittelt. Damit erhält man die durch Gl. 3.43 beschriebene Aufbauhöhe R .

Die explizite Bestimmung der Wasserspiegelauslenkungen $\eta(t)$ für eine vorgegebene Position x erfordert die Ermittlung der Ruheposition (x_0, z_0) des Partikels, das sich zum jeweiligen Zeitpunkt an der Position x auf der Oberfläche befindet. Da die Ruheposition x_0 nicht explizit aus Gl. 3.57 und Gl. 3.60 bestimmt werden kann, müssen diese Gleichungen iterativ gelöst werden. In der Regel sind drei bis fünf Iterationsschritte ausreichend, wenn zunächst als Ruheposition die Position x angenommen wird, die anschließend nach jedem Iterationsschritt um die für diese Position ermittelte horizontale Partikelauslenkung korrigiert wird.

Bei der iterativen Bestimmung der lokalen Wellenhöhe für eine Position x aus den minimalen und maximalen lokalen Wasserspiegelauslenkungen innerhalb einer Wellenperiode ist zu berücksichtigen, daß die Ruheposition des betrachteten Partikels variiert.

3.2.2.5 Druckverteilung auf der Böschung

Der Ansatz nach SHUTO (1972) liefert eine Druckverteilung, die linear zwischen dem Druck an der Oberfläche $p = 0$ und dem Druck an der Sohle $p = \rho g(\eta + h)$ variiert (s. Gl. 2.17 und Gl. 2.20). Diese Druckverteilung stellt eine gravierende Vereinfachung und Verzerrung des tatsächlichen Druckverlaufs dar. Abweichend von SHUTO wird hier die Druckverteilung auf der Bauwerksböschung entsprechend dem Vorgehen bei der Ermittlung der Eulerschen Druckverteilung aus den lokalen Wasserspiegelauslenkungen abgeleitet (s. Gl. 3.44). Der Druckverlauf in vertikale Richtung für den transmittierten und dissipierten Wellenanteil wird durch Gl. 3.45 (mit $z = -x \tan \alpha$) beschrieben. Für den reflektierten Wellenanteil wird die vertikale Druckverteilung beschrieben durch:

$$\kappa_p^* = \frac{1}{\cosh(kx \tan \alpha)} \quad (3.62)$$

Sofern am Böschungsfuß annähernd Flachwasserbedingungen herrschen, kann $\kappa_p^* = 1$ gesetzt werden.

Die Druckverteilung auf der Böschungsoberfläche wird näherungsweise beschrieben durch:

$$p(x, t) \approx -\rho g x \tan \alpha + \rho g [K_r \kappa_p^*(x) + (1 - K_r) \kappa_p(x)] \eta(x, t) \quad (3.63)$$

wobei die lokalen Wasserspiegelauslenkungen nach Gl. 3.57 und Gl. 3.58 bestimmt werden.

In Abb. 3.10 ist die Druckverteilung auf der Wellenbrecherböschung nach Gl. 3.63 für den Zeitpunkt des höchsten Wellenaufbaus dargestellt. Die Wellen- und Bauwerksparameter entsprechen den Parametern in Abb. 3.6. Die Druckverteilung wurde sowohl unter Annahme von

Flachwasserbedingungen ($\kappa_p = 1$) als auch unter Berücksichtigung der vertikalen Druckverteilung nach Gl. 3.45 für den transmittierten und dissipierten Wellenanteil ermittelt. Auch hier wird wie bei der Eulerschen Beschreibung (Abb. 3.8) der Druck auf der Böschung durch die Annahme von Flachwasserbedingungen geringfügig überschätzt.

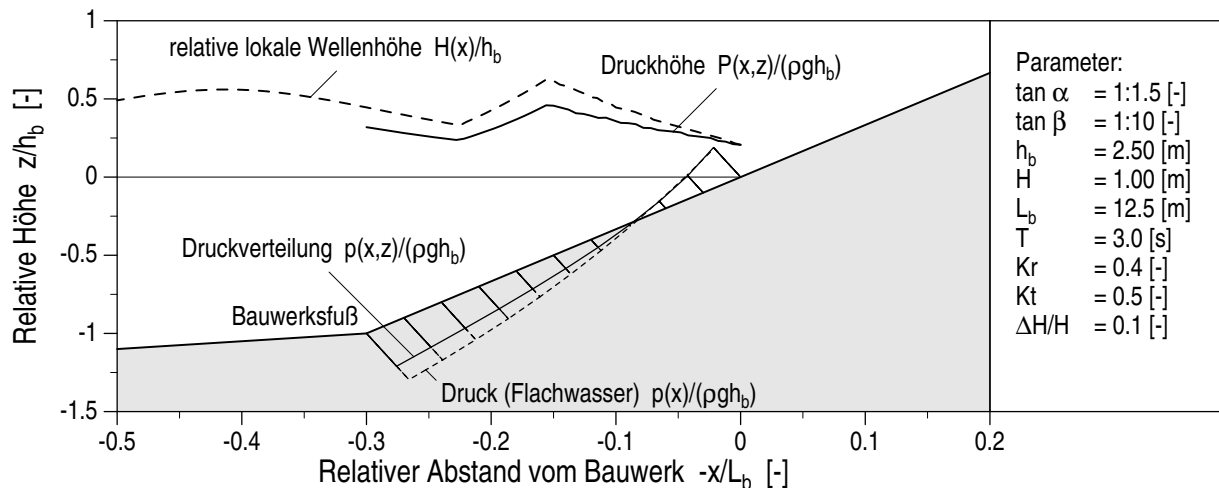


Abb. 3.10: Lagrangesche Beschreibung der Druckhöhe $P(x, z)/\rho g$ und der Druckverteilung beim höchsten Wellenaufbau $p(x, z)/\rho g$ auf der Bauwerksböschung

Zum Zeitpunkt des höchsten Wellenaufbaus weist die Druckverteilung auf der Wellenbrecherböschung $p/\rho g$ ein Maximum im Punkt $x = 0$ auf und ist damit der Eulerschen Druckverteilung qualitativ ähnlich. Dieses Maximum ist jedoch im Gegensatz zur Eulerschen Beschreibung deutlich geringer als die Wellenaufbauhöhe R_u (vgl. Abb. 3.8).

Der Verlauf der Druckoszillationen auf der Böschung ist dem Wellenhöhenverlauf über der Böschung erwartungsgemäß ähnlich. Unter Flachwasserbedingungen ($\kappa_p = 1$) ist die Höhe der Druckoszillationen P gleich der Wellenhöhe $H(x)$ und mit κ_p nach Gl. 3.45 nimmt die Abminderung der Druckoszillationen gegenüber der Wellenhöhe mit zunehmender Wassertiefe erkennbar zu.

3.2.3 Gegenüberstellung der Eulerschen und Lagrangeschen Beschreibung

Die in Abb. 3.6, 3.8, 3.9 und 3.10 dargestellte Eulersche und Lagrangesche Beschreibung (i) der Wasserspiegelauslenkungen η und der lokalen Wellenhöhen $H(x)$ über der Wellenbrecherböschung und auf dem Vorstrand, (ii) der Höhe der Druckoszillationen $P(x, z)/\rho g$ auf der Bauwerksböschung und (iii) der Druckverteilung beim höchsten Wellenaufbau $p(x, z)/\rho g$ auf der Böschungsoberfläche ist in Abb. 3.11 zusammengefasst. Diese Darstellung zeigt deutlich die qualitativen Unterschiede zwischen der Eulerschen und der Lagrangeschen Beschreibung, die insbesondere im Bereich 2 (über der Bauwerksböschung) auftreten. Insgesamt liefert die Lagrangesche Beschreibung ein realistischeres Bild der Wellenbewegung über der Bauwerksböschung.

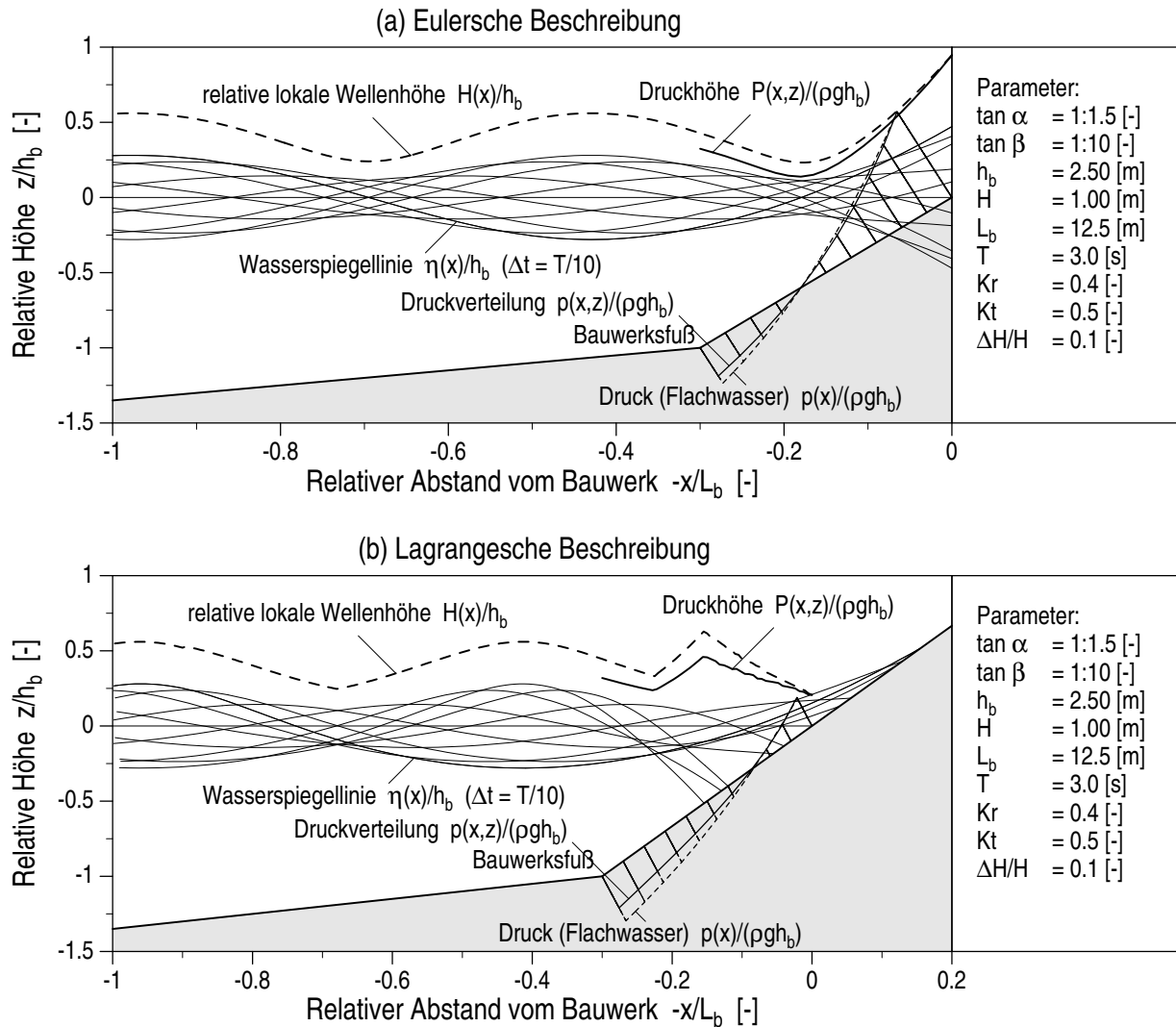


Abb. 3.11: Wasserspiegelauslenkungen η und lokale Wellenhöhen $H(x)$ über der Wellenbrecherböschung und dem Vorstrand sowie Druckhöhe $P(x, z)/\rho g$ und Druckverteilung beim höchsten Wellenauflauf $p(x, z)/\rho g$ auf der Bauwerksböschung bei (a) Eulerscher und (b) Lagrangescher Betrachtung

Eine detaillierte Gegenüberstellung der Lagrangeschen und Eulerschen Druckverteilung auf der Bauwerksböschung ist in Abb. 3.12 dargestellt. Die Höhe der Druckoszillationen auf der Wellenbrecherböschung $P/\rho g$ und die Druckverteilung $p/\rho g$ beim höchsten Wellenauflauf und beim tiefsten -rücklauf sind über der relativen Position kx aufgetragen. Die relative Wassertiefe am Böschungsfuß ist konstant $kh_b = 0.5$, ebenso der Reflexionskoeffizient $K_r = 0.4$, der Transmissionskoeffizient $K_t = 0.5$ und die Energiedissipation $\Delta H/H = 0.1$. Die Böschungsneigung variiert ($\tan \alpha = 1:1, 1:2, 1:3$ und $1:4$).

Die Eulerschen Druckoszillationen P haben ein Maximum bei $x = 0$ und bei hinreichender Böschungslänge ein Minimum im ersten Schwebungsknoten über der Böschung (etwa bei $kx = 1$). Bei den Lagrangeschen Druckoszillationen liegt das Maximum am Punkt des tiefsten Wellen-

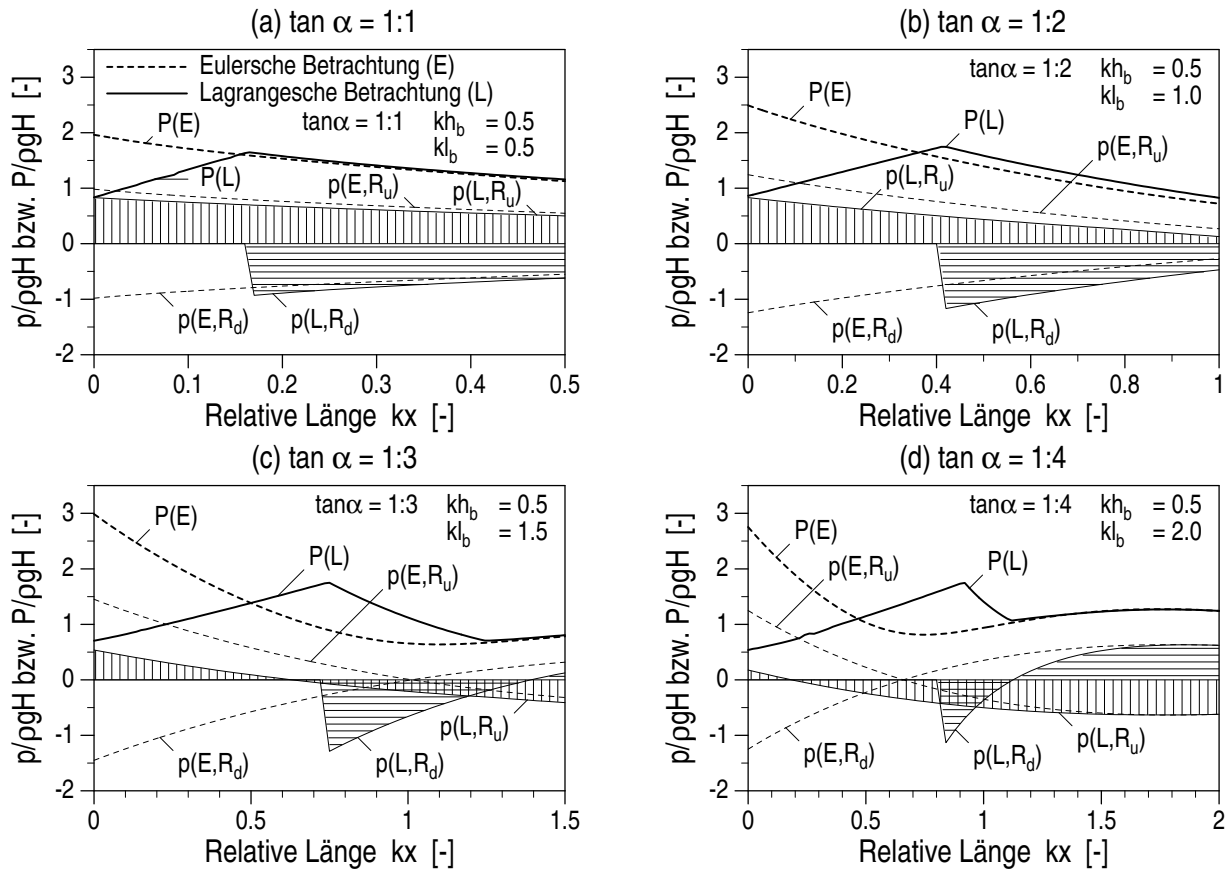


Abb. 3.12: Relative Höhe der Druckoszillationen $P/\rho g H$ auf der Bauwerksböschung ($x = 0 \rightarrow l_b$) und Druckverteilung $p/\rho g H$ beim höchsten Wellenauflauf R_u und beim tiefsten Wellenrücklauf R_d für vier Böschungsgneigungen $\tan \alpha = 1:1, 1:2, 1:3$ und $1:4$ mit $kh_b = 0.5$, $K_r = 0.4$, $K_t = 0.5$ und $\Delta H/H = 0.1$ jeweils in Eulerscher (E) und Lagrangescher (L) Betrachtung

rücklaufs. Das Minimum am ersten Schwebungsknoten ist gegenüber den Eulerschen Druckoszillationen weniger ausgeprägt und seewärts verschoben. Die Höhe der Druckoszillationen bei $x = 0$ entspricht etwa der Schichtdicke beim höchsten Wellenauflauf an dieser Position.

Die Lagrangesche Druckverteilung auf der Böschung ist vertikal schraffiert für den Zeitpunkt des höchsten Wellenaufbaus und horizontal schraffiert für den tiefsten Wellenrücklauf. Die Eulersche Druckverteilung ist durch unterbrochene Linien markiert. Beim Wellenrücklauf fällt ein Teil der Böschung trocken, entsprechend liefert die Lagrangesche Beschreibung keinen Druck für den entsprechenden Böschungsabschnitt beim tiefsten Rücklauf. Ebenso dehnt sich die Lagrangesche Druckverteilung beim höchsten Wellenaufbau in den Bereich $x < 0$ aus (nicht dargestellt in Abb. 3.12). Insgesamt liefert die Lagrangesche Beschreibung geringere Drücke beim höchsten Wellenaufbau und größere negative Drücke beim tiefsten Wellenrücklauf.

Die Darstellungen in Abb. 3.11 und Abb. 3.12 zeigen, daß der Eulersche Ansatz ausschließlich für die Beschreibung der Wellenbewegung auf dem Vorstrand und im Bereich des Böschungs-

fußes geeignet ist. In der Nähe der Uferlinie (Schnittpunkt zwischen MWS und Bauwerksböschung) liefert dagegen alleine der Lagrangesche Ansatz eine plausible Beschreibung der Wellenbewegung und des Auflaufprozesses.

3.3 Wellenausbreitung im Kern des Wellenbrechers

3.3.1 Beschreibung fortschreitender Wellen im Bauwerk

Die Ausbreitung einer fortschreitenden Welle in einem porösen Medium mit unbegrenzter horizontaler Ausdehnung, so daß keine Randeffekte auftreten, ist in Abb. 3.13 skizziert. In dieser Abbildung ist auch das Koordinatensystem, das im folgenden verwendet wird, definiert.

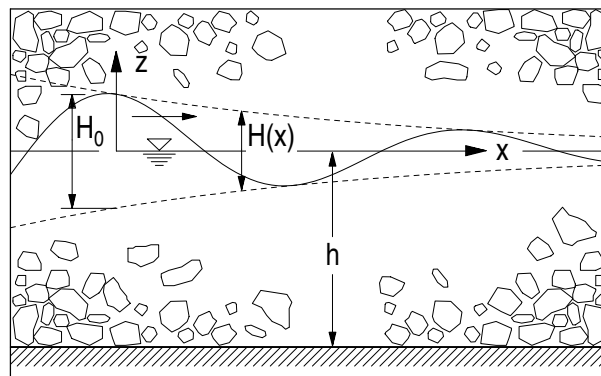


Abb. 3.13: Definitionsskizze und Koordinatensystem für die Beschreibung der Wellenbewegung im Bauwerk

Die Wellenausbreitung im Kern eines Wellenbrechers wird nach linearer Wellentheorie durch die Potentialfunktion nach BIESEL (1950) und LE MČHAUTĆ (1957/58) (Gl. 2.39) beschrieben. Voraussetzung ist die Kenntnis des Dämpfungskoeffizienten K_d und der Wellenzahl innerhalb des Bauwerks k' .

Der Zusammenhang zwischen der Wellenzahl k' , dem Dämpfungskoeffizienten K_d und den Widerstandskoeffizienten a_{eq} und c wird durch die Dispersionsgleichungen (Gl. 2.40 und 2.41) festgelegt. Der Koeffizient c der erweiterten Forchheimer-Gleichung kann näherungsweise als Materialkonstante betrachtet werden, der Widerstandskoeffizient a_{eq} hängt dagegen von den Strömungsverhältnissen im Bauwerk ab.

Die Beschreibung der Wellenausbreitung im Bauwerk setzt somit die Kenntnis der Wellenhöhe am Ausgangspunkt H_0 voraus und erfordert die iterative Bestimmung der Wellenzahl k' , der Dämpfung K_d , des Strömungswiderstands a_{eq} und des gesamten Strömungsfeldes im Bauwerk.

In allen bisherigen Arbeiten (s. Abschnitt 2.2.2) wurde a_{eq} als Näherungswert des hydraulischen Widerstands für den gesamten Wellenbrecher aus der mittleren Geschwindigkeit \bar{v} bestimmt. Dieses Vorgehen ist sinnvoll, um den Aufwand bei der iterativen Bestimmung von k' , K_d , a_{eq}

und $\vec{v}(x, z, t)$ zu begrenzen. Man muß dabei jedoch berücksichtigen, daß die Linearisierung des hydraulischen Widerstands ($((a + b \vec{v})\vec{v} \rightarrow a_{eq} \vec{v})$) am genauesten ist, wenn die Strömungsverhältnisse in dem betrachteten Abschnitt und über die betrachtete Zeit annähernd konstant sind.

Die Veränderungen der Strömungsgeschwindigkeit über die Tiefe und der resultierenden Strömungsgeschwindigkeit ($v = \sqrt{u^2 + w^2}$) über die Zeit sind vernachlässigbar gegenüber der Geschwindigkeitsabnahme in Wellenfortschrittsrichtung. Es ist deswegen zweckmäßig, die Linearisierung des hydraulischen Widerstands im Wellenbrecherkern in x -Richtung abschnittsweise vorzunehmen. Die Abschnitte sind dabei so zu wählen, daß die Abnahme der Wellenhöhe gegenüber der ursprünglichen Wellenhöhe gering ist (d.h. die Abnahme sollte etwa eine Größenordnung kleiner als die mittlere Wellenhöhe in dem betrachteten Abschnitt sein).

Ein Vorgehen für die abschnittsweise Ermittlung des Strömungsfeldes und der Wellenausbreitung im Bauwerk wird im folgenden entwickelt. Zunächst werden Gleichungen für das Strömungsfeld und die Porenwasserdruckverteilung im Bauwerk aus der Potentialfunktion abgeleitet. Anschließend wird das Vorgehen bei der Lösung der Dispersionsgleichungen und bei der Linearisierung des hydraulischen Widerstands beschrieben. Schließlich wird das gesamte Verfahren an einem Beispiel demonstriert.

3.3.1.1 Strömungsfeld und Druckverteilung

Aus der Potentialfunktion φ für die mittlere Strömung in einem porösen Medium mit dem Porenanteil n können die Gleichungen für die Porenwasserdruckverteilung und das Strömungsfeld im Bauwerk abgeleitet werden:

$$\begin{aligned} u_f &= n \frac{\delta \varphi}{\delta x} \\ w_f &= n \frac{\delta \varphi}{\delta z} \\ \eta &= \int \frac{w_f(z=0)}{n} dt \\ \frac{p}{\rho g} &= -z - c n \frac{\delta \varphi}{\delta t} - \frac{1}{2 n^2 g} (u_f^2 + w_f^2) - a_{eq} n \varphi + \text{konst.} \end{aligned} \quad (3.64)$$

Der Zusammenhang zwischen dem Strömungspotential φ und dem Druck p nach Gl. 3.64 entspricht der linearisierten instationären Bernoulli Gleichung (s. Gl. 2.38). Der quadratische Geschwindigkeitsterm in Gl. 3.64 ist auf die konvektive Beschleunigung zurückzuführen (s. Gl. 2.3), die in Gl. 2.37 vernachlässigt wurde. Nach linearer Wellentheorie ist die Bernoulli Konstante Null und die quadratischen Geschwindigkeitsterme werden vernachlässigt. Man erhält die folgenden Gleichungen für die Komponenten der mittleren Strömung $u_m = u_f/n$, $w_m = w_f/n$, die Wasserspiegelauslenkung η und den Druck p :

$$\begin{aligned} u_m &= \frac{H}{2} \omega e^{-K_d k' x} \left[\left(-\cos K_d k'(z+h) \frac{\cosh k'(z+h)}{\sinh k'h} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - K_d \sin K_d k'(z+h) \frac{\sinh k'(z+h)}{\sinh k'h} \right) \cos(k'x - \omega t) \right. \\ &\quad \left. + \left(K_d \cos K_d k'(z+h) \frac{\cosh k'(z+h)}{\sinh k'h} \right. \right. \end{aligned}$$

$$- \sin K_d k'(z+h) \frac{\sinh k'(z+h)}{\sinh k'h} \sin(k'x - \omega t) \Big] \quad (3.65)$$

$$\begin{aligned} w_m = & \frac{H}{2} \omega e^{-K_d k'x} \left[\left(K_d \sin K_d k'(z+h) \frac{\cosh k'(z+h)}{\sinh k'h} \right. \right. \\ & - \cos K_d k'(z+h) \frac{\sinh k'(z+h)}{\sinh k'h} \Big) \sin(k'x - \omega t) \\ & + \left(K_d \cos K_d k'(z+h) \frac{\sinh k'(z+h)}{\sinh k'h} \right. \\ & \left. \left. + \sin K_d k'(z+h) \frac{\cosh k'(z+h)}{\sinh k'h} \right) \cos(k'x - \omega t) \right] \quad (3.66) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \eta = & \frac{H}{2} e^{-K_d k'x} \left[\left(K_d \sin K_d k'h \frac{1}{\tanh k'h} - \cos K_d k'h \right) \cos(k'x - \omega t) \right. \\ & \left. - \left(K_d \cos K_d k'h + \sin K_d k'h \frac{1}{\tanh k'h} \right) \sin(k'x - \omega t) \right] \quad (3.67) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{p}{\rho g} = & -z + \frac{H}{2} \frac{c n \omega^2}{k'} e^{-K_d k'x} \left[-\cos K_d k'(z+h) \frac{\cosh k'(z+h)}{\sinh k'h} \cos(k'x - \omega t) \right. \\ & \left. - \sin K_d k'(z+h) \frac{\sinh k'(z+h)}{\sinh k'h} \sin(k'x - \omega t) \right] - a_{eq} n \varphi \quad (3.68) \end{aligned}$$

Für kleine Dämpfungskoeffizienten K_d gilt $c n \omega^2 \approx k' \tanh k'h$ (s. Gl. 2.43). Damit vereinfacht sich die Druckverteilung:

$$\begin{aligned} \frac{p}{\rho g} = & -z + \frac{H}{2} e^{-K_d k'x} \left[-\cos K_d k'(z+h) \frac{\cosh k'(z+h)}{\cosh k'h} \cos(k'x - \omega t) \right. \\ & \left. - \sin K_d k'(z+h) \frac{\sinh k'(z+h)}{\cosh k'h} \sin(k'x - \omega t) \right] - a_{eq} n \varphi \quad (3.69) \end{aligned}$$

Unter Flachwasserbedingungen (mit $\tanh k'h \approx k'h$, einer Wellenfortschrittsgeschwindigkeit $C \approx 2\sqrt{h/(nc)}$) und unter Vernachlässigung der Variation in z -Richtung) vereinfachen sich die Gleichungen für φ , u_m und p , die vertikale Partikelgeschwindigkeit wird vernachlässigt ($w_m = 0$) und die Wasserspiegelauslenkung η ist gegenüber Gl. 3.67 unverändert.

Eine weitere Vereinfachung von Gl. 2.39 und Gl. 3.65 bis Gl. 3.69 ergibt sich für kleine Dämpfungskoeffizienten K_d ($K_d \ll 1$), wenn die Terme $\sin(K_d k'h)$ durch $K_d k'h$ ersetzt werden und wenn Dämpfungsterme zweiter und höherer Ordnung vernachlässigt werden.

3.3.1.2 Lösung der Dispersionsgleichungen

Der Dämpfungskoeffizient K_d und die Wellenzahl im Bauwerk k' können aus den Dispersionsgleichungen Gl. 2.40 und Gl. 2.41 bestimmt werden, wenn die Kreisfrequenz ω , der Trägheitswiderstand (Forchheimer-Koeffizient c) und der linearisierte Strömungswiderstand (Koeffizient a_{eq}) bekannt sind. Es handelt sich bei den Dispersionsgleichungen um ein implizites Gleichungssystem, das iterativ gelöst werden muß.

Für kleine Dämpfungskoeffizienten ($K_d \leq 1$) existieren eindeutige Lösungen für k' und K_d , die z.B. durch Newton Iteration bestimmt werden können. Für größere Dämpfungskoeffizienten ($K_d > 1$) ergibt sich ein oszillierender Verlauf mit lokalen Minima und Maxima für ω^2 in Abhängigkeit von k' sowie für a_{eq}/c in Abhängigkeit von K_d . Dadurch steigt die Zahl der möglichen Lösungen mit zunehmender Dämpfung an.

Es werden jeweils der kleinste Dämpfungskoeffizient K_d und die zugehörige kleinste Wellenzahl k' bestimmt, die dem ersten Modus der komplexen Wellenzahl nach DALRYMPLE et al. (1991) entsprechen. Die Ermittlung des minimalen Dämpfungskoeffizienten wird dadurch erleichtert, daß der Verlauf von a_{eq}/c über K_d lokale Maxima bei $K_d = n\pi/(2k'h)$ (mit $n = 1, 3, 5, \dots$) aufweist. Wenn die Lösungen der Dispersionsgleichungen nicht konvergieren, kann der zum ersten lokalen Maximum der Funktion $a_{eq}/c(K_d)$, das in der Nähe des vorgegebenen Wertes für a_{eq}/c liegt, zugehörige Dämpfungskoeffizient als Näherungslösung verwendet werden. Die Lösungen der Dispersionsgleichungen (Gl. 2.40 und 2.41) sind in Abb. 3.14 für einen konstanten Trägheitskoeffizienten $c = 0.35 \text{ s}^2/\text{m}$ (entspricht $K_M = 0.25$ und $n = 0.4$ nach Gl. 2.11) und für äquivalente Widerstandskoeffizienten a_{eq} von 0 bis $100 \text{ s}/\text{m}$ sowie für relative Wassertiefen $kh = 0.25$ bis 1.3 dargestellt.

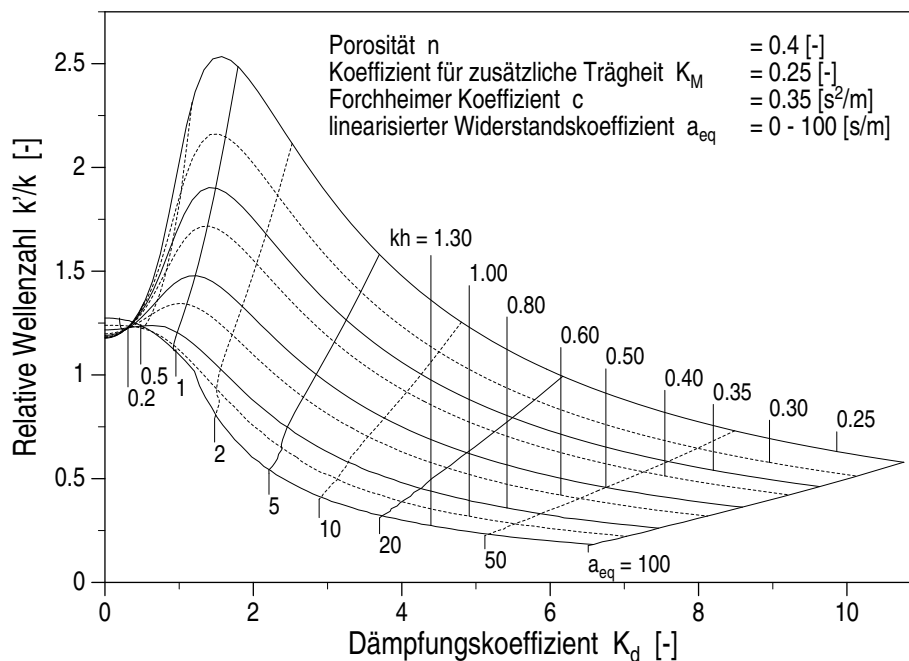


Abb. 3.14: Lösungen der Dispersionsgleichungen gedämpfter Wellen

Der Dämpfungskoeffizient K_d nimmt mit ansteigendem Widerstandskoeffizienten a_{eq} kontinuierlich zu, für $a_{eq} = 0$ ergibt sich auch eine Dämpfung $K_d = 0$. Die Wellenzahl im Bauwerk k' liegt infolge des zusätzlichen Trägheitswiderstands bei der Durchströmung des porösen Mediums, der durch den Koeffizienten c beschrieben wird, für $a_{eq} = 0$ um das 1.2 bis 1.3-fache über der Wellenzahl k (außerhalb des Bauwerks).

Bei großen relativen Wassertiefen $kh \geq 1$ nimmt die Wellenzahl im Bauwerk k' mit zunehmendem Widerstand a_{eq} kontinuierlich ab. Bei kleineren relativen Wassertiefen ($kh < 1$) nimmt k' zunächst zu, erreicht ein Maximum im Bereich $1 \leq K_d < 2$ und fällt anschließend bis unter den Ausgangswert ab.

Bei einer abschnittweisen Beschreibung der Wellenausbreitung im Bauwerk variieren der Dämpfungskoeffizient K_d und die Wellenzahl k' von Abschnitt zu Abschnitt in Abhängigkeit vom jeweiligen Widerstandskoeffizienten a_{eq} . Werden die Abschnitte im Bauwerk so gewählt, daß innerhalb eines Abschnitts die Wellenhöhenänderung gering gegenüber der mittleren Wellenhöhe im jeweiligen Abschnitt ist, dann ist die Annahme einer geringen Dämpfung naheliegend. Mit dieser Annahme und durch Vernachlässigung der Dämpfungsterme zweiter und höherer Ordnung vereinfachen sich die Dispersionsgleichungen zu Gl. 2.42 und Gl. 2.43. Die Reibungseinflüsse können danach bei der Bestimmung der Wellenlänge im Bauwerk vernachlässigt werden. Somit ist die Wellenlänge unabhängig von der Wellenhöhe und im gesamten Wellenbrecherkern konstant (vgl. Gl. 2.42). Die Änderung der Wellenlänge im Bauwerk gegenüber der Wellenlänge nach linearer Wellentheorie läßt sich direkt aus der Porosität n und dem Widerstandskoeffizienten c ableiten. Der Dämpfungskoeffizient kann aus der expliziten Gl. 2.43 bestimmt werden, sofern der linearisierte Widerstandskoeffizient a_{eq} bekannt ist.

In Abb. 3.15 sind der Einfluß des Trägheitskoeffizienten c auf die relative Wassertiefe im Bauwerk $k'h$ und der Zusammenhang zwischen dem Reibungswiderstand a_{eq} und dem Dämpfungskoeffizienten K_d dargestellt. Die Wellenzahl k' nimmt mit zunehmendem Trägheitswiderstand c zu. Die hier aufgetragene Lösung der vereinfachten Dispersionsgleichungen (Gl. 2.42 und 2.43) entspricht der Lösung der vollständigen Dispersionsgleichungen (Gl. 2.40 und 2.41) für $a_{eq} = 0$. Bei konstantem Trägheitswiderstand c liefert Gl. 2.43 einen linearen Zusammenhang zwischen dem Reibungswiderstand a_{eq} und dem Dämpfungskoeffizienten K_d . Für kleine Reibungskoeffizienten ($a_{eq} \leq 1$) liegen die Dämpfungskoeffizienten der Näherungslösung und der exakten Lösung in der gleichen Größenordnung. Für $a_{eq} > 1$ liefert die vereinfachte Dispersionsgleichung deutlich höhere Dämpfungskoeffizienten.

Die vereinfachten Dispersionsgleichungen (Gl. 2.42 und 2.43) überschätzen die Wellendämpfung im jeweiligen Abschnitt des Wellenbrecherkerns. Diese Fehleinschätzung nimmt mit dem äquivalenten Widerstandskoeffizienten a_{eq} zu. Somit liefern die vereinfachten Dispersionsgleichungen für $a_{eq} \gg 1$ nur eine sehr grobe Abschätzung der Wellenzahl k' und des Dämpfungskoeffizienten K_d .

3.3.1.3 Linearisierung des hydraulischen Widerstands

Die Berechnung der Wellenzahl k' und des Wellendämpfungskoeffizienten K_d in einem porösen Medium setzt die Kenntnis des linearisierten Reibungskoeffizienten a_{eq} voraus, der von der mittleren Geschwindigkeit im betrachteten Strömungsfeld abhängt (s. Gl. 2.44).

Außerhalb des Bauwerks ist die über die Wassertiefe und eine Wellenperioden gemittelte Geschwindigkeit unter einer fortschreitenden Welle unabhängig vom Ort x und kann nach linearer Wellentheorie (mit $\eta \approx 0$) berechnet werden:

$$\bar{v} = \frac{1}{hT} \int_{-h}^0 \int_0^T \sqrt{u^2 + w^2} dt dz \quad (3.70)$$

Die nach Gl. 3.70 bestimmte relative mittlere Geschwindigkeit \bar{v}/H ist in Abb. 3.16 a über der relativen Wassertiefe kh dargestellt.

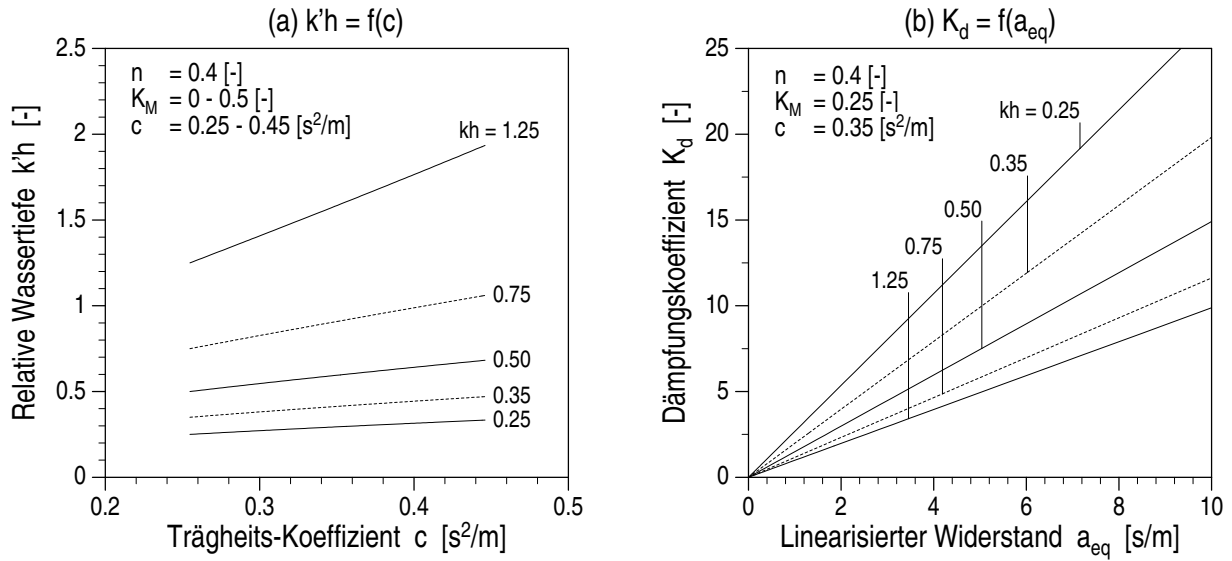


Abb. 3.15: Einfluß des Forcheimer-Koeffizienten c auf die Wellenlänge im Bauwerk und des linearisierten Widerstandskoeffizienten a_{eq} auf die Wellendämpfung unter der Annahme geringer Wellendämpfung

Unter Flachwasserbedingungen (mit konstanter Geschwindigkeitsverteilung über die Tiefe) kann die mittlere Geschwindigkeit explizit berechnet werden:

$$\bar{v} = \frac{H}{\pi} \frac{\omega}{kh} \quad (3.71)$$

Mit zunehmender relativer Wassertiefe unterschätzt Gl. 3.71 tatsächliche mittlere Geschwindigkeit \bar{v} (s. Abb. 3.16 a).

Für die explizite Berechnung der mittleren Geschwindigkeit \bar{v} unter einer fortschreitenden Welle nach linearer Wellentheorie wurde die folgende Näherungsfunktion entwickelt:

$$\bar{v} = \frac{H}{\pi} \frac{\omega}{kh} \left[1 + \frac{2}{\pi} \left(1 - \frac{\cosh kh}{\cosh 1.5 kh} \right) \right] \quad (3.72)$$

Ein Vergleich der exakten Lösung nach Gl. 3.70 und der Näherungslösung nach Gl. 3.72 ist in Abb. 3.16 a dargestellt.

Im Bauwerk kann die mittlere Geschwindigkeit \bar{v}_m innerhalb einer Wellenperiode unter einer fortschreitenden Welle nach linearer Wellentheorie berechnet werden, wobei Gl. 3.70 unter Verwendung der Geschwindigkeitskomponenten u_m und w_m nach Gl. 3.65 und Gl. 3.66 verwendet werden. Bei Vernachlässigung der Wellendämpfung in dem betrachteten Bauwerksabschnitt ($K_d = 0$) kann die mittlere Filtergeschwindigkeit \bar{v}_f näherungsweise berechnet werden:

$$\bar{v}_f = \frac{nH}{\pi} \frac{\omega}{k'h} \left[1 + \frac{2}{\pi} \left(1 - \frac{\cosh k'h}{\cosh 1.5 k'h} \right) \right] \quad (3.73)$$

Die durch Integration bestimmte relative mittlere Geschwindigkeit im Bauwerk $\bar{v}_m/H = \bar{v}_f/(Hn)$ und die nach Gl. 3.73 berechnete Näherung sind in Abb. 3.16 für Widerstandskoeffizienten

$K_M = 0 \rightarrow 0.5$ dargestellt. Die mittlere Geschwindigkeit für $K_M = 0$ entspricht der Geschwindigkeit unter einer fortschreitenden Welle außerhalb des Bauwerks. Mit zunehmendem Trägheitswiderstand nimmt die mittlere Geschwindigkeit im Bauwerk ab.

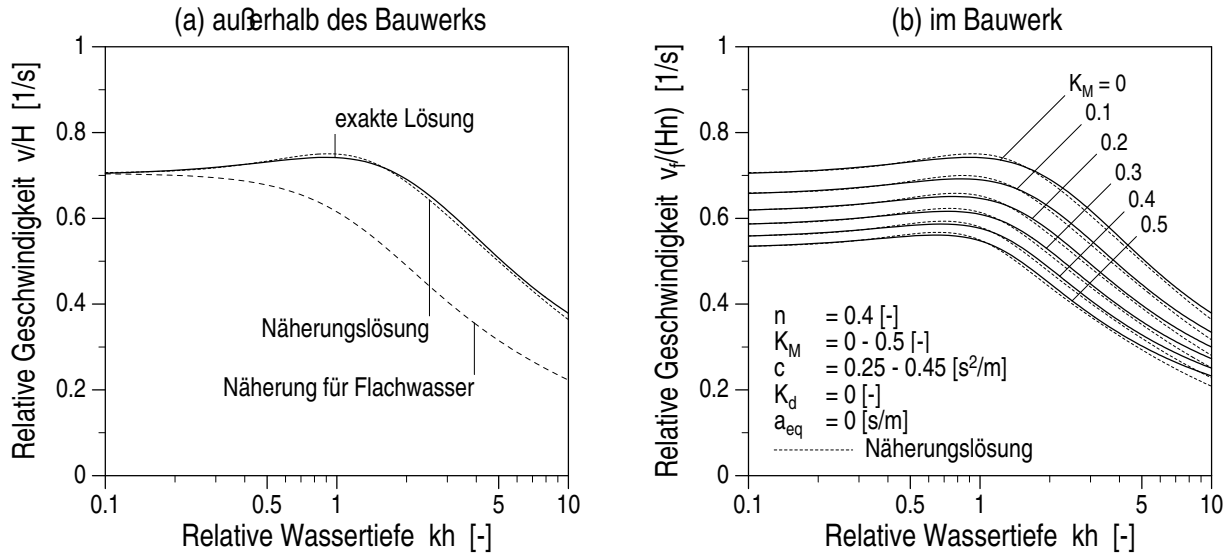


Abb. 3.16: Vergleich der exakten Lösung aus Integration über x , z und t und der Näherungslösung für die relative mittlere Geschwindigkeit einer fortschreitenden Welle (a) außerhalb des Bauwerks und (b) im Bauwerk bei Vernachlässigung der Wellendämpfung

Es wurde angenommen, daß die Änderung der Wellenhöhe in einem hinreichend kurzen Bauwerksabschnitt vernachlässigbar ist. Somit kann man innerhalb eines Abschnitts bei der Bestimmung von a_{eq} von annähernd konstanten Wellenverhältnissen ausgehen. Wird die Wellendämpfung im jeweils betrachteten Abschnitt vernachlässigt ($K_d = 0$), dann erhält man nach Gl. 2.42 eine konstante ortsunabhängige Wellenzahl k' für das gesamte Bauwerk. Das Strömungsfeld in einem Abschnitt kann näherungsweise durch Gl. 3.65 und Gl. 3.66 (mit K_d nach Gl. 2.43) beschrieben werden. Damit kann der linearisierte Widerstandskoeffizient a_{eq} nach Gl. 2.44 berechnet werden.

Die Einflußgrößen für den äquivalenten Widerstandskoeffizienten a_{eq} nach Gl. 2.44 sind in Abb. 3.17 dargestellt. Man erkennt eine annähernd lineare Abhängigkeit des Koeffizienten a_{eq} sowohl von der relativen Wellenhöhe H/h als auch vom quadratischen Forchheimer-Koeffizienten b . Darüber hinaus bewirkt eine Änderung des linearen Forchheimer-Koeffizienten a eine entsprechende Veränderung von a_{eq} , deren Betrag der Zunahme von a entspricht. Der Einfluß des Trägheitswiderstands c ist von untergeordneter Bedeutung. Für relative Wassertiefen $kh \leq 1$ ist a_{eq} annähernd konstant und steigt dann mit zunehmendem kh an. Der Widerstandskoeffizient a_{eq} kann mit Abb. 3.17 für gegebene Werte H/h , kh , a , b und c abgeschätzt werden.

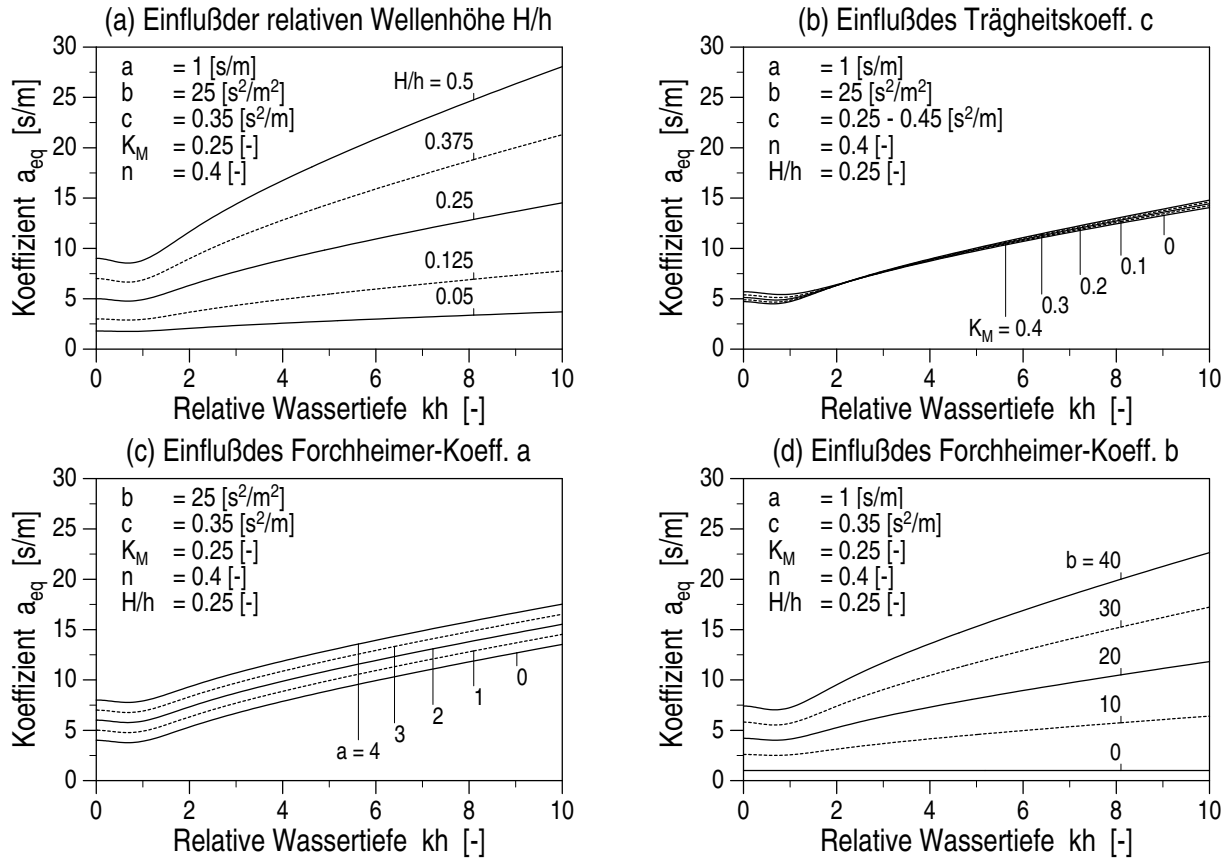


Abb. 3.17: Linearisierter Widerstandskoeffizient a_{eq} bei Vernachlässigung der Wellendämpfung in Abhängigkeit von der relativen Wassertiefe kh der relativen Wellenhöhe H/h und den Forchheimer Koeffizienten a , b und c

Unter Berücksichtigung der in Abb. 3.17 dargestellten Einflußparameter wurde die folgende Näherungsfunktion für den linearisierten Widerstandskoeffizienten a_{eq} entwickelt, die für hinreichend kurze Bauwerksabschnitte, in denen die Wellendämpfung vernachlässigbar ist ($H = \text{konst.}$, $K_d = 0$), anwendbar ist:

$$a_{eq} = a + \frac{1}{36} H \frac{g b}{\sqrt{c} h} \left[1 + \frac{k' h}{4} - \frac{2}{5} \tanh k' h \right] \quad (3.74)$$

Der mit dieser Näherungsfunktion berechnete Widerstandskoeffizient a_{eq} eines Bauwerksabschnitts hat gegenüber den exakten Ergebnissen der Integration über x , z und t eine Standardabweichung $\sigma_{aeq} = 1.35 \%$. Bei beiden Rechnungen wurde die Wellendämpfung im betrachteten Bauwerksabschnitt vernachlässigt, die Eingangsparameter variierten wie folgt: $H/h = 0 - 1$, $k' h = 0.15 - 2.25$, $a = 0 - 3$, $b = 0 - 60$ und $c = 0.25 - 0.45$ (mit $n = 0.4$ und $K_M = 0 - 0.5$).

Ein Vergleich der nach Gl. 3.74 berechneten Widerstandskoeffizienten a_{eq} mit den Ergebnissen der Näherungsfunktion nach MADSEN (1974) ist in Tab. 3.2 aufgeführt. Der Koeffizient a_{eq} nach MADSEN liegt bei überwiegend turbulenter Strömung ($Re_{krit}/Re \rightarrow 0$) und großer

Bauwerkslänge ($l \rightarrow L$) etwa $1/n$ -fach über den Werten nach Gl. 3.74 und bei geringer Bauwerkslänge ($l \rightarrow 0$) etwa $10/n$ -fach darüber. Die Ursachen dieser Abweichungen sind:

- MADSEN ermittelte die im Bauwerk dissipierte Energie aus der Differenz des Energieflusses zum und vom Bauwerk. Mit zunehmender Wellentransmission (bzw. abnehmender Bauwerkslänge) überschätzt er die Energiedissipation und damit den Koeffizienten a_{eq} .
- Abweichend von MADSEN wurde vorausgesetzt, daß der Gradient der Potentialfunktion φ die mittlere Porengeschwindigkeit $v_m(x, z, t)$ liefert. Beide Ansätze gehen davon aus, daß die Filtergeschwindigkeit $v_f = n v_m$ maßgeblich für die Energiedissipation ist. Damit ergibt die Näherung nach MADSEN einen etwa um den Faktor $1/n$ größeren Koeffizienten a_{eq} .

Tab. 3.2: Vergleich der Näherungsfunktionen zur Bestimmung des linearisierten Widerstandskoeffizienten a_{eq}

Bauwerks- länge l [m]	Turbulenz- grad Re/Re_{krit} [—]	Abweichung von $a_{eq}(M)^{1)}$ gegenüber $a_{eq}(A)^{2)}$ mittlere Abweichung $a_{eq}(M)^{1)}/a_{eq}(A)^{2)}$ [—]	Standardabweichung $\sigma_{a_{eq}}$ [s/m]	[%]
$l \rightarrow L$	$\rightarrow \infty$	$1.094/n$	2.845	32.3
$l \rightarrow L$	10	$1.152/n$	2.855	32.4
$l \rightarrow L$	1	$1.584/n$	2.904	33.0
$l \rightarrow 0$	$\rightarrow \infty$	$8.393/n$	2.595	29.4
$l \rightarrow 0$	10	$9.232/n$	2.593	29.4
$l \rightarrow 0$	1	$16.786/n$	2.593	29.4

¹⁾ Näherung für a_{eq} nach MADSEN (1974) (Gl. 2.45)

²⁾ Näherung für a_{eq} nach Gl. 3.74

Die Näherung für den äquivalenten Widerstandskoeffizienten a_{eq} nach MADSEN überschätzt sowohl die Filterströmung als auch die Energiedissipation im Bauwerk und liefert deshalb unrealistisch hohe Werte für a_{eq} . Im weiteren wird deshalb ausschließlich die Näherung für den Koeffizienten a_{eq} nach Gl. 3.74 verwendet.

3.3.1.4 Vorgehen bei der Beschreibung der Wellenausbreitung im Bauwerk

Mögliche Vorgehensweisen bei der Beschreibung der Wellenausbreitung innerhalb eines Wellenbrechers und deren Einfluß auf die Ergebnisse werden im folgenden anhand eines Beispiels dargestellt.

Die Ausbreitung einer fortschreitenden Welle in einem homogenen porösen Medium wird in dem Bereich $x = 0$ bis l betrachtet. Die Ausdehnung des porösen Mediums erstreckt sich hinreichend weit über diesen Bereich hinaus, so daß Randeffekte nicht berücksichtigt werden müssen.

Das durchströmte poröse Medium wird charakterisiert durch die Forchheimer-Koeffizienten $a = 0.5 \text{ s/m}$, $b = 10 \text{ s}^2/\text{m}^2$ und $c = 0.35 \text{ s}^2/\text{m}$. Die Wassertiefe $h = 4 \text{ m}$ ist konstant, der betrachtete Bereich hat eine Länge $l = 8 \text{ m}$, die Wellenperiode $T = 8 \text{ s}$ und die Ausgangswellenhöhe $H(x = 0) = 0.5 \text{ m}$. Für diese Wellenparameter ergibt sich außerhalb des Bauwerks eine Wellenlänge $L = 48.00 \text{ m}$ ($kh = 0.524$) und im Bauwerk unter der Annahme geringer Wellendämpfung ist $L' = 40.27 \text{ m}$ ($k'h = 0.624$).

Der linearisierte Widerstandskoeffizient a_{eq} kann entweder abschnittsweise (mit $\Delta l =$ Länge der einzelnen Abschnitte) oder für den gesamten Bereich (mit $\Delta l = l$) bestimmt werden. Dabei kann das Strömungsfeld aus der mittleren Wellenhöhe $\bar{H} = \int_0^{\Delta l} H dx / \Delta l$ (iterativ bestimmt) oder aus der Ausgangswellenhöhe H_0 des betrachteten Abschnitts abgeleitet werden. Schließlich können der Dämpfungskoeffizient und die Wellenzahl aus den vereinfachten Dispersionsgleichungen (für geringe Dämpfung) oder aus der vollständigen Dispersionsgleichung (für beliebige Dämpfung) bestimmt werden.

Tab. 3.3 gibt einen Überblick über die untersuchten Vorgehensweisen, wobei in allen Fällen a_{eq} nach Gl. 3.74 unter der Annahme geringer Wellendämpfung (Gl. 2.42 und Gl. 2.43) bestimmt wurde.

Tab. 3.3: Untersuchte Vorgehensweisen bei der Beschreibung der Wellenausbreitung im Bauwerk

Fall	Länge des Abschnitts	maßgebliche Wellenhöhe	Dispersionsgleichungen	Dämpfungskoeffizienten
1	$\Delta l = l/100$	$\bar{H}(x = 0 \rightarrow \Delta l)$	Gl. 2.43 & Gl. 2.43 (vereinfacht)	$K_d = \text{konst.}$
2	$\Delta l = l$	H_0	Gl. 2.43 & Gl. 2.43 (vereinfacht)	$K_d = \text{konst.}$
3	$\Delta l = l$	$\bar{H}(x = 0 \rightarrow l)$	Gl. 2.43 & Gl. 2.43 (vereinfacht)	$K_d = \text{konst.}$
4	$\Delta l = l$	H_0	Gl. 2.40 & Gl. 2.41 (vollständig)	$K_d = f(x)$
5	$\Delta l = l$	$\bar{H}(x = 0 \rightarrow l)$	Gl. 2.40 & Gl. 2.41 (vollständig)	$K_d = f(x)$

Die in Abb. 3.18 aufgetragenen Ergebnisse zeigen:

- Die Verwendung der reduzierten Dispersionsgleichungen (Gl. 2.42 und 2.43) führt gegenüber den vollständigen Dispersionsgleichungen (Gl. 2.40 und 2.41) zu höheren Dämpfungskoeffizienten K_d (Vergleich der Fälle 2 und 4 bzw. 3 und 5).
- Mit der mittleren Wellenhöhe \bar{H} ergeben sich kleinere Dämpfungskoeffizienten und somit auch eine geringere Wellenhöhenabnahme als mit der Wellenhöhe H_0 (Vergleich der Fälle 2 und 3 bzw. 4 und 5).
- Der Einfluß der Wellenhöhe (\bar{H} oder H_0) wird besonders deutlich bei Verwendung der reduzierten Dispersionsgleichungen (Gl. 2.42 und 2.43, Fall 2 und 3).
- Die abschnittsweise Bestimmung des Widerstandskoeffizienten a_{eq} (Fall 1) liefert eine Wellenhöhenentwicklung im Bauwerk, die sich qualitativ von den exponentiellen Verläufen unterscheidet, die man bei einer Mittelung der Strömungsverhältnisse über die gesamte Strecke ($x = 0$ bis l) erhält (Fälle 2 bis 5).

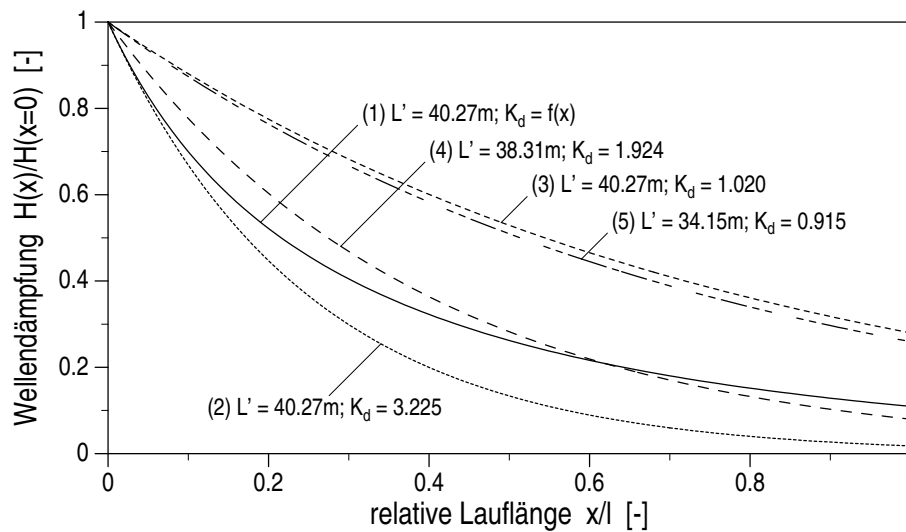


Abb. 3.18: Vergleich der theoretischen Wellendämpfung im Bauwerk für konstante Bauwerks- und Wellenparameter und für abschnittsweise berechnete Widerstandskoeffizienten a_{eq} (Fall 1) oder für mittlere Widerstandskoeffizienten im gesamten Bauwerk unter Verwendung: der Ausgangswellenhöhe (Fall 2 & 4) oder der mittleren Wellenhöhe (Fall 3 & 5); der Dispersionsgleichungen für geringe Dämpfung (Fall 2 & 3) oder für beliebige Dämpfung (Fall 4 & 5)

Darüber hinaus zeigten diese Untersuchungen (nicht dargestellt in Abb. 3.18), daß bei einer abschnittweisen Betrachtung der Strömungsverhältnisse im Bauwerk:

- bei kleinen Abschnitten ($\Delta l = l/100$) die Unterschiede im Wellenhöhenverlauf bei Verwendung von \bar{H} oder H_0 des jeweiligen Abschnitts zur Berechnung von a_{eq} vernachlässigbar sind.
- bei größeren Abschnitten ($\Delta l = l/10$) der Wellenhöhenverlauf weitgehend mit den genaueren Ergebnissen für $\Delta l = l/100$ übereinstimmt, wenn \bar{H} zur Bestimmung von a_{eq} verwendet wird; mit H_0 wird dagegen die Wellendämpfung überschätzt.

Die abschnittsweise Betrachtung liefert die genaueste Beschreibung der Wellenhöhenabnahme innerhalb des Wellenbrechers (Fall 1). Die Verwendung eines konstanten Widerstandskoeffizienten a_{eq} über die gesamte Bauwerkslänge liefert bei Verwendung der vollständigen Dispersionsgleichungen und der Initialwellenhöhe H_0 eine akzeptable Näherung (Fall 4). Bei Verwendung der vereinfachten Dispersionsgleichungen wird die Wellendämpfung überschätzt (Fall 2). Mit der mittleren Wellenhöhe \bar{H} wird die Wellendämpfung unabhängig von der verwendeten Dispersionsgleichung erheblich unterschätzt (Fall 3 und 5).

Insgesamt erscheint die Betrachtung relativ kleiner Abschnitte zweckmäßig, um die iterative Berechnung der mittleren Wellenhöhe im jeweiligen Abschnitt zu vermeiden. Die Länge dieser Abschnitte sollte etwa eine Größenordnung kleiner als die Initialwellenhöhe im Bauwerk sein (s. Kapitel 7), die Festlegung hängt jedoch wesentlich von der zu erwartenden Wellendämpfung

und damit von der Wellenlänge, der Wellenhöhe und der Durchlässigkeit des porösen Mediums ab.

3.3.2 Dämpfungsfunktionen

Der Zusammenhang zwischen dem hydraulischen Gradienten I und der Filtergeschwindigkeit v_f wird durch die erweiterte Forchheimer-Gleichung (Gl. 2.12) beschrieben. Die Wellendämpfung im Bauwerk steht in unmittelbarem Zusammenhang mit dem hydraulischen Widerstand. In diesem Abschnitt werden aus Gl. 2.12 einfache Ansätze für die Wellendämpfung im Kern des Wellenbrechers abgeleitet.

Zunächst wird die in den Widerstandsgleichungen (s. Abschnitt 2.1.2) verwendete Filtergeschwindigkeit $v_f(x, z, t)$ durch deren Mittel über die Wassertiefe ($z = 0 \rightarrow -h$) und über die Zeit ($t = 0 \rightarrow T$) ersetzt. Die gemittelte Filtergeschwindigkeit $\bar{v}_f(x)$ wird nach Gl. 3.73 berechnet, zur Vereinfachung der Nomenklatur wird der Koeffizient κ_v eingeführt:

$$\bar{v}_f(x) = \kappa_v H(x) \quad (3.75)$$

$$\kappa_v = \frac{n}{\pi} \frac{\omega}{k'h} \left[1 + \frac{2}{\pi} \left(1 - \frac{\cosh k'h}{\cosh 1.5 k'h} \right) \right] \quad (3.76)$$

Der gemittelte hydraulische Gradient $\bar{I}(x)$ (Mittel über die Wassertiefe und über eine Wellenperiode) entspricht bei konstanter Wassertiefe dem mittleren Druckgradienten und kann näherungsweise durch den Gradienten der mittleren Höhe der Druckoszillationen $\bar{P}(x)$ bzw. der Wellenhöhe $H(x)$ beschrieben werden, sofern die Wasserspiegel- und Druckoszillationen annähernd sinusförmig sind und deren Variation über die Wassertiefe vernachlässigbar ist.

$$\bar{I}(x) = -\text{grad} \left(\frac{\bar{p}(x)}{\rho g} \right) \approx -\frac{2}{\pi} \frac{\delta \bar{P}(x)}{\delta x} \approx -\frac{2}{\pi} \frac{\delta H(x)}{\delta x}$$

Die Formulierung des Widerstandsgesetzes $\bar{I}(x) = f(\bar{v}_f)$, wobei \bar{v}_f nach Gl. 3.75 angesetzt wird, führt zu:

$$\frac{2}{\pi} \frac{\delta H(x)}{\delta x} = f(\kappa_v H(x))$$

3.3.2.1 Lineare Dämpfung

Bei laminaren Strömungsverhältnissen im Bauwerk besteht ein linearer Zusammenhang zwischen dem hydraulischen Gradienten und der Filtergeschwindigkeit (Filtergesetz von DARCY). Damit hängt die Wellenhöhenänderung linear von der mittleren Filtergeschwindigkeit bzw. von der Wellenhöhe ab; man spricht von einer linearen Dämpfung. Mit dem Forchheimer-Koeffizienten a wird die lineare Wellendämpfung beschrieben:

$$-\frac{2}{\pi} \frac{\delta H(x)}{\delta x} = a \kappa_v H(x)$$

Durch Trennung der Variablen und Integration erhält man:

$$H(x) = \exp\left(-\frac{\pi}{2} a \kappa_v x + \text{konst.}\right)$$

Eine lineare Dämpfung führt also zu einer exponentiellen Abnahme der Wellenhöhe. Die Integrationskonstante kann aus den Randbedingungen ermittelt werden, mit $H = H_0$ am Punkt $x = 0$ ist:

$$\text{konst.} = \ln(H_0)$$

und die Wellenhöhenabnahme infolge linearer Dämpfung wird beschrieben durch:

$$H(x) = H_0 \exp\left(-\frac{\pi}{2} a \kappa_v x\right) \quad (3.77)$$

3.3.2.2 Quadratische Dämpfung

Bei vollturbulenter Strömung im Bauwerk besteht ein quadratischer Zusammenhang zwischen dem hydraulischen Gradienten und der Filtergeschwindigkeit. Damit hängt die Wellenhöhenänderung vom Quadrat der mittleren Filtergeschwindigkeit bzw. der Wellenhöhe ab. Man spricht von einer quadratischen Dämpfung, die mit dem Forchheimer-Koeffizienten b beschrieben wird (das Vorgehen entspricht der Herleitung im Abschnitt „lineare Dämpfung“):

$$\begin{aligned} -\frac{2}{\pi} \frac{\delta H(x)}{\delta x} &= b (\kappa_v H(x))^2 \\ H(x) &= \frac{1}{\frac{\pi}{2} b \kappa_v^2 x - \text{konst.}} \quad \text{mit: } \text{konst.} = -\frac{1}{H_0} \\ H(x) &= \frac{H_0}{\frac{\pi}{2} b \kappa_v^2 H_0 x + 1} \end{aligned} \quad (3.78)$$

3.3.2.3 Polynomische Dämpfung

Treten in verschiedenen Bereichen des porösen Mediums sowohl laminare als auch turbulente Strömungen auf, dann kann der hydraulische Gradient durch die Summe der linearen und quadratischen Widerstandsterme beschrieben werden (Forchheimer-Gleichung). Mit den Forchheimer-Koeffizienten a und b wird die Wellenhöhenänderung durch ein Polynom beschrieben (polynomische Dämpfung). Mit dem Vorgehen der vorangehenden Abschnitte erhält man:

$$\begin{aligned} -\frac{2}{\pi} \frac{\delta H(x)}{\delta x} &= a \kappa_v H(x) - b (\kappa_v H(x))^2 \\ H(x) &= \frac{\pi a \kappa_v}{2 \exp\left[\frac{\pi}{2} a \kappa_v (x + \text{konst.})\right] - \pi b \kappa_v^2} \\ \text{mit: } \text{konst.} &= \frac{2}{\pi a \kappa_v} \ln\left[\frac{\pi}{2} \kappa_v \left(\frac{a}{H_0} + b \kappa_v\right)\right] \\ H(x) &= \frac{a}{\exp\left(\frac{\pi}{2} a \kappa_v x\right) \left(\frac{a}{H_0} + b \kappa_v\right) - b \kappa_v} \end{aligned} \quad (3.79)$$

3.3.2.4 Exponentielle Dämpfung

Beim Zusammenwirken laminarer und turbulenter Strömungswiderstände kann der hydraulische Gradient auch durch einen exponentiellen Ansatz beschrieben werden. Der Vollständigkeit halber soll hier die Wellenhöhenabnahme auch für einen exponentiellen Dämpfungsansatz hergeleitet werden. Die dabei verwendeten Koeffizienten a^* und b^* entsprechen nicht den Forchheimer-Koeffizienten. Der dimensionslose Exponent b^* nimmt Werte zwischen 1 und 2 an und beschreibt den relativen Einfluß des linearen und quadratischen Strömungswiderstands. Mit dem Vorgehen der vorangehenden Abschnitte erhält man:

$$\begin{aligned}
 -\frac{2}{\pi} \frac{\delta H(x)}{\delta x} &= (a^* \kappa_v H(x))^{b^*} \\
 H(x) &= \left[(1 - b^*) \left(\text{konst.} - \frac{\pi}{2} (a^* \kappa_v)^{b^*} x \right) \right]^{\frac{1}{1-b^*}} \quad \text{mit: } \text{konst.} = \frac{H_0^{1-b^*}}{1-b^*} \\
 H(x) &= \left[H_0^{1-b^*} - (1-b^*) \frac{\pi}{2} (a^* \kappa_v)^{b^*} x \right]^{\frac{1}{1-b^*}} \quad (3.80)
 \end{aligned}$$

Die verschiedenen Dämpfungsfunktionen sind in Abb. 3.19 dargestellt. Die verwendeten Koeffizienten a und b bzw. a^* und b^* sowie die Wellenhöhen am Ausgangspunkt H_0 sind in Tab. 3.4 aufgeführt.

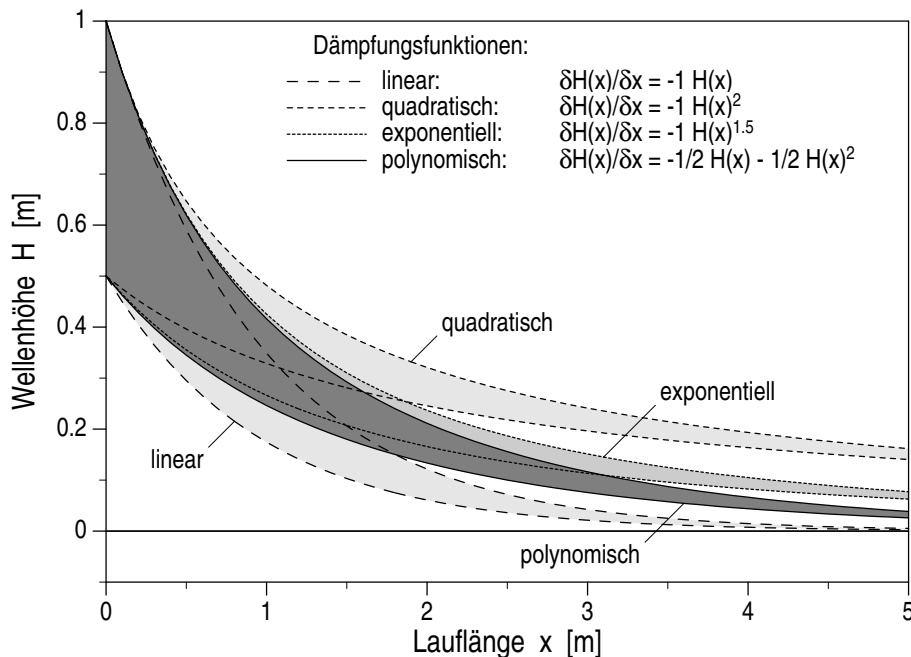


Abb. 3.19: Lineare, quadratische, polynomische und exponentielle Dämpfung

Nur bei der linearen Dämpfung führt eine Änderung der Ausgangswellenhöhe H_0 zu einer entsprechenden Veränderung der gedämpften lokalen Wellenhöhe $H(x)$. Bei der quadratischen Dämpfung führt eine deutliche Änderung von H_0 nach einer gewissen Laufstrecke lediglich zu einer geringen Variation der gedämpften Wellenhöhe. Eine ähnliche Tendenz ist bei der exponentiellen und polynomischen Dämpfung zu beobachten in Abhängigkeit von der relativen Bedeutung des quadratischen Widerstandsterms.

Tab. 3.4: Widerstandskoeffizienten und Ausgangswellenhöhen¹⁾

Dämpfungs- funktion	Koeffizient a bzw. a^*	Koeffizient b bzw. b^*	Anfangswert H_0
linear	$2/(\pi \kappa_v)$	—	0.5 bis 1.0
quadratisch	—	$2/(\pi \kappa_v^2)$	0.5 bis 1.0
polynomisch	$1/(\pi \kappa_v)$	$1/(\pi \kappa_v^2)$	0.5 bis 1.0
exponentiell	$(2/\pi)^{1/b^*}/\kappa_v$	1.5	0.5 bis 1.0

¹⁾ für die Darstellung in Abb. 3.19

3.4 Energiedissipation

3.4.1 Energiefluß

Der mittlere Energiefluß F unter einer Welle ergibt sich aus dem über die Wassertiefe h integrierten und über eine Wellenperiode T gemittelten Produkt des Massenstroms mit der Summe der kinetischen und potentiellen Energieanteile:

$$F = \frac{1}{T} \int_0^T \int_{-h}^{\eta} \varrho u \left[\frac{1}{2} (u^2 + w^2) + \frac{p}{\varrho} + gz \right] dz dt \quad (3.81)$$

Bei der Ermittlung des Energieflusses nach linearer Wellentheorie werden die quadratischen Geschwindigkeitsterme und die Wasserspiegelauslenkungen vernachlässigt.

Die horizontalen Partikelgeschwindigkeiten unter einer fortschreitenden und unter einer stehenden Welle nach linearer Wellentheorie können aus den Potentialfunktionen nach Gl. 3.1 und Gl. 3.4 abgeleitet werden:

$$\text{fortschreitende Welle:} \quad u = \frac{H}{2} \omega \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \cos(kx - \omega t) \quad (3.82)$$

$$\text{stehende Welle:} \quad u = H \omega \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \sin kx \sin \omega t \quad (3.83)$$

Den mittleren Energiefluß unter einer fortschreitenden Welle nach linearer Wellentheorie erhält man aus Gl. 3.81 mit der horizontalen Partikelgeschwindigkeit u nach Gl. 3.82 und dem Druck p nach Gl. 3.3 durch Integration und Umformung:

$$\begin{aligned} F &= \frac{1}{8} \varrho g H^2 \frac{\omega}{k} \left(\frac{1}{2} - \frac{kh}{\sinh 2kh} \right) \\ &= C_g E \end{aligned} \quad (3.84)$$

$$\text{mit:} \quad E = \frac{1}{8} \varrho g H^2 \quad (3.85)$$

$$C_g = C \left(\frac{1}{2} - \frac{kh}{\sinh 2kh} \right) \quad (3.86)$$

Die Gruppengeschwindigkeit C_g ist definiert als das Verhältnis des mittleren Energieflusses F zur mittleren Wellenenergie E .

Die Integration von Gl. 3.81 mit der Partikelgeschwindigkeit u nach Gl. 3.83 und dem Druck p nach Gl. 3.6 ergibt für eine stehende Welle einen mittleren Energiefluß $F = 0$ nach linearer Wellentheorie.

3.4.2 Abschätzung der Energiedissipation

Die Energiedissipation an einem Wellenschutzbauwerk wird üblicherweise durch Bilanzierung des Energieflusses in Richtung der anlaufenden Wellen und in Gegenrichtung ermittelt. Bei konstanter Wassertiefe ($C_g = \text{konst.}$) erhält man:

$$\begin{aligned} F_i &= F_r + F_t + \Delta F \\ C_g E_i &= C_g E_r + C_g E_t + C_g \Delta E \\ 1 &= K_r^2 + K_t^2 + \frac{\Delta E}{E_i} \end{aligned} \quad (3.87)$$

Dabei steht ΔE für mittlere Wellenenergie und ΔF für den mittleren Energiefluß, die der Energiedissipation am Bauwerk entsprechen. Bei dieser Bilanzierung wird angenommen, daß der Energiefluß im halbstehenden Wellenfeld vor dem Bauwerk dem linear überlagerten Energiefluß der anlaufenden und der reflektierten Wellen entspricht.

Das halbstehende Wellenfeld kann nach Gl. 3.8 auch als Überlagerung einer fortschreitenden Welle (Index 1) und einer stehenden Welle (Index 2) beschrieben werden. Der Energiefluß im halbstehenden Wellenfeld entspricht dann der Summe aus F_1 und F_2 . Unter der fortschreitenden Welle ist der Energiefluß F_1 nach Gl. 3.84 und Gl. 3.12:

$$F_1 = C_g \frac{1}{8} \rho g H_i^2 (1 - K_r)^2 = C_g E_i (1 - K_r)^2$$

Der Energiefluß F_2 unter der stehenden Welle ist Null nach linearer Wellentheorie. Bei konstanter Wassertiefe ($C_g = \text{konst.}$) lautet die Bilanz:

$$\begin{aligned} F_1 + F_2 &= F_t + \Delta F \\ C_g E_i (1 - K_r)^2 &= C_g E_t + C_g \Delta E \\ (1 - K_r)^2 &= K_t^2 + \frac{\Delta E}{E_i} \end{aligned} \quad (3.88)$$

Die Differenz der relativen Energiedissipation $\Delta E/E_i$ nach Gl. 3.87 und Gl. 3.88 beträgt $2K_r(1 - K_r)$. Sie ist Null für $K_r = 0$ und $K_r = 1$ und erreicht einen maximalen Wert von 0.5 für $K_r = 0.5$. Daraus muß man schließen, daß der Energiefluß in einem halbstehenden Wellenfeld nach linearer Wellentheorie nur für die Fälle $K_r = 0$ und $K_r = 1$ korrekt abgeschätzt wird. Für $0 < K_r < 1$ müssen nichtlineare Wechselwirkungen zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen bei der Bestimmung des Energieflusses berücksichtigt werden.

Der Energiefluß in einem halbstehenden Wellenfeld kann nach linearer Wellentheorie nur dann abgeschätzt werden, wenn die wechselseitige Beeinflussung der Energieausbreitung im anlaufenden und reflektierten Wellenzug vernachlässigbar ist. Diese Voraussetzung erfüllt Gl. 3.87

nur für die beiden Sonderfälle $K_r = 0$ und $K_r = 1$. In allen anderen Fällen ist gleichermaßen für die anlaufenden und reflektierten Wellen ein Energiefluß (F_i und F_r) zu erwarten und der resultierende Energiefluß wird somit durch nichtlineare Wechselwirkungen beeinflusst. Er kann deshalb nicht durch lineare Überlagerung von F_i und F_r ermittelt werden.

Wird das halbstehende Wellenfeld dagegen als Überlagerung einer fortschreitenden und einer stehenden Welle beschrieben, dann ist der Energiefluß unter der stehenden Welle F_2 vernachlässigbar. Damit ist auch der resultierende Energiefluß im halbstehenden Wellenfeld unabhängig von F_2 und es ist zu erwarten, daß F_1 eine plausible Abschätzung des resultierenden Energieflusses liefert.

Für die Abschätzung der Energiedissipation an einem teildurchlässigen Bauwerk nach linearer Wellentheorie erscheint somit alleine Gl. 3.88 geeignet.

3.5 Zusammenfassung und Bewertung

Wellenbewegung vor dem Bauwerk

Ein halbstehendes Wellenfeld kann gleichermaßen als Überlagerung von zwei gegenläufigen fortschreitenden Wellen (s. Gl. 3.7 und Gl. 3.9) oder als Überlagerung einer fortschreitenden und einer stehenden Welle (s. Gl. 3.8 und Gl. 3.10) beschrieben werden.

Die lineare Zerlegung des halbstehenden Wellenfeldes vor dem Bauwerk in eine stehende Welle (reflektierter Wellenanteil, Gl. 3.19) und zwei fortschreitende Wellen (transmittierter und dissipierter Wellenanteil nach Gl. 3.25 und Gl. 3.37) bildet die Grundlage für die Beschreibung der resultierenden Wellenbewegung an einer teildurchlässigen rauhen Böschung. Das Wellenfeld vor dem Bauwerk wurde nach linearer Wellentheorie für einen ebenen Vorstrand mit der Neigung $\tan \beta$ beschrieben (Gl. 3.40).

Die Beschreibung der Wellenbewegung über der Wellenbrecherböschung erfordert einige vereinfachende Annahmen. Für den reflektierten Wellenanteil wurden entsprechend dem Vorgehen nach LAMB (1932) Flachwasserverhältnisse über der Böschung vorausgesetzt (Gl. 3.17). Für den transmittierten Wellenanteil wurde eine lineare Anpassung der Wellenzahl angenommen (s. Gl. 3.29). Schließlich wurde angenommen, daß sich der dissipierte Wellenanteil über der Böschung phasengleich mit dem transmittierten Wellenanteil bewegt, d.h. die Energiedissipation im Böschungskörper dominiert gegenüber den Verlusten an der Böschungsoberfläche und durch Wellenbrechen.

Auf dieser Grundlage wurden analytische Ansätze für die Wasserspiegelauslenkungen auf dem Vorstrand und über der Bauwerksböschung in Eulerscher (Gl. 3.39 und Gl. 3.40) und Lagrangescher Betrachtungsweise (Gl. 3.57 und Gl. 3.58 sowie Gl. 3.60 und Gl. 3.61) entwickelt.

Die Eulersche Beschreibung der Wellenbewegung auf dem Vorstrand und über der Wellenbrecherböschung ermöglicht die explizite Bestimmung der lokalen Wellenhöhe (Gl. 3.41 und Gl. 3.42), des Wellenaufbaus (Gl. 3.43) sowie der Druckverteilung (Gl. 3.46) und der Druckoszillationen (Gl. 3.47) auf der Böschungsoberfläche. Durch die Vernachlässigung der horizontalen Partikelbewegungen kommt es jedoch zu einer erheblichen Verzerrung des Wellenaufbauprozesses auf der Böschung.

Die Lagrangesche Betrachtung berücksichtigt die horizontalen Partikelauslenkungen und liefert ein realistischeres Bild der Wellenbewegung über der Wellenbrecherböschung. Das erfordert allerdings eine iterative Bestimmung der lokalen Wasserspiegelauslenkungen, Wellenhöhen und Drücke.

Die nach linearer Wellentheorie entwickelten Ansätze beschreiben die wesentlichen Aspekte der Wellenbewegung und Wellenumformung an durchlässigen rauhen Böschungen für nichtbrechende Wellen. Die Wellenreflexion und Wellentransmission sowie die Energiedissipation auf und in der Böschung werden dabei berücksichtigt. Für die Beschreibung der Prozesse auf dem Vorstrand und im Bereich des Bauwerksfußes ist der einfachere Eulersche Ansatz hinreichend genau. Die Wellenbewegung im oberen Bereich der Wellenbrecherböschung wird dagegen nur durch den Lagrangeschen Ansatz erfaßt.

Wellenbewegung im Bauwerk

Ein Konzept für eine abschnittsweise Betrachtung der Wellenbewegung im Bauwerk wurde entwickelt. Der wesentliche Vorteil dieses Vorgehens liegt darin, daß der linearisierte Widerstandskoeffizient a_{eq} innerhalb des Bauwerks variieren kann. Damit wird eine der wesentlichen Unzulänglichkeiten bisheriger potentialtheoretischer Modelle überwunden. Die Abschnitte sind dabei so zu wählen, daß die Wellenhöhenänderung innerhalb eines Abschnitts vernachlässigbar gegenüber der Ausgangswellenhöhe des jeweiligen Abschnitts ist.

Für die Beschreibung der Wellen im Bauwerk wurde die Potentialfunktion einer linear gedämpften fortschreitenden Welle nach linearer Wellentheorie (BIESEL, 1950) herangezogen (Gl. 2.39). Aus dieser Funktion wurden das Geschwindigkeitsfeld (Gl. 3.65 und Gl. 3.66), die Wasserspiegelauslenkung (Gl. 3.67) und die Druckverteilung (Gl. 3.69) im Bauwerk abgeleitet.

Innerhalb eines Abschnitts ist die Wellendämpfung bei der Lösung der Dispersionsgleichungen und bei der Linearisierung des hydraulischen Widerstands vernachlässigbar. Damit erhält man eine eindeutige Lösung der Dispersionsgleichungen (Gl. 2.42 und Gl. 2.43) für k' und K_d und eine konstante Wellenzahl k' für das gesamte Bauwerk. Außerdem kann der linearisierte Widerstandskoeffizient a_{eq} näherungsweise für jeden Abschnitt explizit bestimmt werden (Gl. 3.74). Ist die lokale Wellenhöhe in einem geschütteten Wellenbrecher an einem Punkt bekannt, kann somit der Wellenhöhenverlauf innerhalb des betrachteten Abschnitts und in den benachbarten Abschnitten analytisch bestimmt werden (Gl. 3.67).

Die abschnittsweise Betrachtung der Wellenausbreitung in einem geschütteten Wellenbrecher liefert gegenüber bekannten Vorgehensweisen (mittelnde Betrachtung des gesamten Bauwerks, die eine exponentielle Wellenhöhenabnahme liefert) einen qualitativ abweichenden Wellenhöhenverlauf. Die Betrachtung relativ kleiner Bauwerksabschnitte ermöglicht eine unkomplizierte Beschreibung der Wellenverhältnisse, die genauer als die mittelnde Betrachtung des gesamten Bauwerks ist.

Das potentialtheoretische Modell der Wellenausbreitung im Bauwerk wurde durch einen theoretischen Ansatz für die Wellendämpfung ergänzt. Auf der Grundlage einer allgemeinen Beziehung zwischen der lokalen Wellenhöhe, der mittleren lokalen Filtergeschwindigkeit und dem mittleren hydraulischen Gradienten wurde ein Dämpfungsansatz für die Wellenhöhe abgeleitet. Danach wird die Abnahme der Wellenhöhe in Abhängigkeit der Forchheimer-Koeffizienten a und b beschrieben, der Trägheitswiderstand wurde vernachlässigt.

Für überwiegend laminare Strömungen wurde eine lineare Dämpfungsfunktion für die Wellenhöhe ermittelt (Gl. 3.77) und für vollständig turbulente Strömungen eine quadratische Dämpfungsfunktion (Gl. 3.78). Die Wellendämpfung in Steinschüttungen mit laminaren und turbulenten Strömungsanteilen wurde durch eine polynomische Dämpfungsfunktion angenähert (Gl. 3.79). Sie kann ebenfalls durch eine exponentielle Dämpfungsfunktion (Gl. 3.80) beschrieben werden, sofern die Koeffizienten des exponentiellen Widerstandsansatzes bekannt sind.

Im Vergleich liefern die verschiedenen Dämpfungsansätze deutliche qualitative Unterschiede für den Wellenhöhenverlauf im Bauwerk. Es ist bemerkenswert, daß die abschnittsweise Betrachtung der Wellenbewegung im Bauwerk eine Wellenhöhenabnahme prognostiziert, die dem polynomischen bzw. exponentiellen Dämpfungsansatz entspricht. Die herkömmliche Vorgehensweise (mittelnde Betrachtung über die gesamte Bauwerkslänge) liefert dagegen eine lineare Dämpfung der Wellenhöhe.

Energiedissipation

Die Energiedissipation am Bauwerk kann aus der Energieflußbilanz ermittelt werden (Gl. 3.87). Für fortschreitende und stehende Wellen wurde der Energiefluß nach linearer Wellentheorie bestimmt (Gl. 3.81). Es wurde nachgewiesen, daß der Energiefluß in einem halbstehenden Wellenfeld mit den Annahmen der linearen Wellentheorie nur für die beiden Sonderfälle $K_r = 1$ (vollständige Reflexion) und $K_r = 0$ (keine Reflexion) korrekt abgeschätzt wird, denn nur dann stimmen Gl. 3.87 und Gl. 3.88 überein. In allen anderen Fällen muß der Energiefluß im halbstehenden Wellenfeld aus der Überlagerung des Energieflusses einer fortschreitenden und einer stehenden Welle ermittelt werden (Gl. 3.88). Nur dieses Vorgehen liefert eine plausible Abschätzung des Energieflusses im halbstehenden Wellenfeld und damit der Energiedissipation am Bauwerk.

Kapitel 4

Experimentelle Untersuchungen

Das Ziel der Modellversuche im GWK ist (i) ein quantitatives Verständnis der hydraulischen Prozesse am und im Bauwerk, (ii) die Überprüfung der in Kapitel 3 entwickelten theoretischen Ansätze, (iii) die Erfassung und Beschreibung der in diesen Ansätzen nicht berücksichtigten nichtlinearen Einflüsse und (iv) die empirische Beschreibung der hydraulischen Prozessen im Böschungsbereich. Eine genaue Beschreibung des Versuchsaufbaus, der eingesetzten Meßgeräte, der Versuchsbedingungen und des Vorgehens bei der Datenanalyse ist Grundvoraussetzung für die Nachvollziehbarkeit und Reproduzierbarkeit der experimentellen Ergebnisse. Deshalb umfaßt dieses Kapitel die folgenden Aspekte:

- *Modellaufbau:* Die Einbauten im Wellenkanal stellen eine wesentliche Randbedingung für die hydraulischen Prozesse am und im Bauwerk dar. Die Geometrie des Vorstrandes und des Wellenbrechermodells sowie die für das Bauwerk verwendeten Materialien und deren hydraulische Eigenschaften werden beschrieben (Abschnitt 4.1).
- *Vorgehen bei der Messung:* Die eingesetzten Meßgeräte bestimmen, welche Aspekte der hydraulischen Prozesse am und im Bauwerk erfaßt werden. Die Meßmethodik und die verwendete Meßtechnik werden dargestellt (Abschnitt 4.2).
- *Vorgehen bei der Versuchsdurchführung:* Die Bandbreite der Strömungsprozesse am und im Bauwerk hängt vor allem von der Variation der Versuchsbedingungen ab. Die Versuchsmethodik, das Versuchsprogramm und das Vorgehen bei der Versuchsdurchführung werden vorgestellt (Abschnitt 4.3).
- *Vorgehen bei der Analyse:* Art und vom Umfang der Datenanalyse bestimmen die Möglichkeiten, die Messungen zu interpretieren und Einblick in die hydraulischen Prozesse zu gewinnen. Die hier verwendeten und neu entwickelten Analysemethoden und deren Anwendung werden beschrieben (Abschnitt 4.4).

Eine Auswahl von Photos, die den Aufbau des Wellenbrechermodells, die Meßgeräte und den Versuchsbetrieb zeigen, sind im Anhang A zusammengestellt.

4.1 Modellaufbau

Der Modellaufbau im „Großen Wellenkanal“ umfaßt den Vorstrand und das Wellenbrechermodell.

Der „Große Wellenkanal“ in Hannover ist 300 m lang, 5 m breit und 7 m tief. Die horizontale Kanalsohle geht nach 250.07 m in eine 1:6 geneigte Böschung (Asphaltdeich) über.

4.1.1 Wellenbrechermodell und Vorstrand

Vor dem Wellenbrecher erstreckt sich ein 100 m langer, 1:50 geneigter Vorstrand (Abb. 4.1). Der Fußpunkt der Vorstrandböschung befindet sich bei $x = 133.95$ m, das obere Ende bei $x = 233.95$ m. Das Wellenbrechermodell ist auf einer 2 m starken Sandschicht errichtet. Unmittelbar vor dem Bauwerk liegt ein 10 m langer Abschnitt mit horizontaler Sohle (Abb. 4.1).

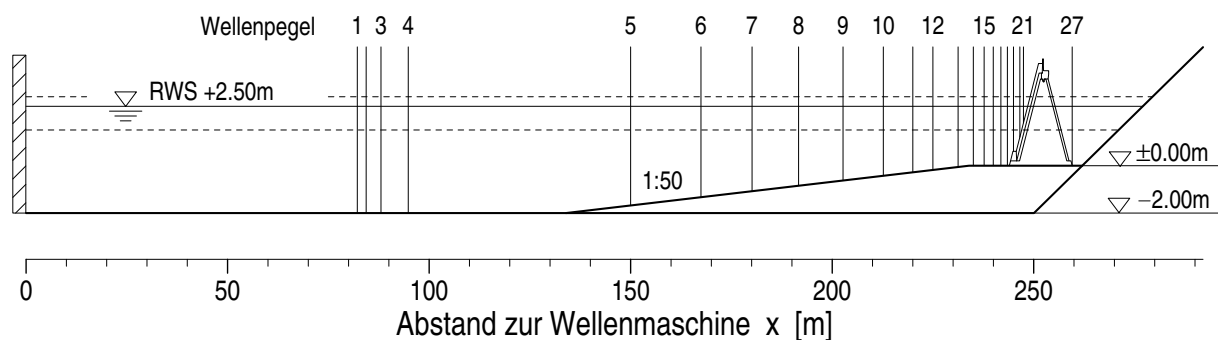


Abb. 4.1: Modelleinbau im GWK mit Wellenpegelpositionen (überhöhte Darstellung)

Vorstrand: Die Körnungslinie des Sandes kann OUMERACI (1991) entnommen werden (Ungleichförmigkeit $d_{60}/d_{10} = 1.67$, Durchlässigkeit ca. $2.6 \cdot 10^{-6}$ m/s und charakteristische Korndurchmesser $d_{15} = 0.17$ mm, $d_{50} = 0.22$ mm und $d_{85} = 0.30$ mm). Bei den Untersuchungen traten insbesondere am Fuß der Vorstrandböschung und in dem Bereich unmittelbar vor dem Wellenbrecher Sandumlagerungen auf. Werden diese Sandumlagerungen bei der Bestimmung der lokalen Wassertiefe vernachlässigt, treten bei der mittleren Wassertiefe innerhalb der ersten 10 m vor dem Bauwerk Fehler bis zu ± 2.5 % und innerhalb der ersten 5 m vor dem Bauwerk bis zu ± 3 % auf. Diese Unsicherheiten sind zu berücksichtigen, wenn die lokale Wassertiefe am Bauwerksfuß aus dem Sollprofil ermittelt wird.

Wellenbrechermodell: Für das Modell des geschütteten Wellenbrechers wurde eine typische Wellenbrecherkonfiguration gewählt. Das Modell setzt sich zusammen aus den folgenden Bauwerkskomponenten: Deckschicht, Filterschicht, Wellenbrecherkern, Fußvorlage und Kronenbauwerk (Abb. 4.2). Die Böschungen haben eine Neigung von 1:1.5. Vor dem Kronenbauwerk erstreckt sich eine 0.98 m lange Berme.

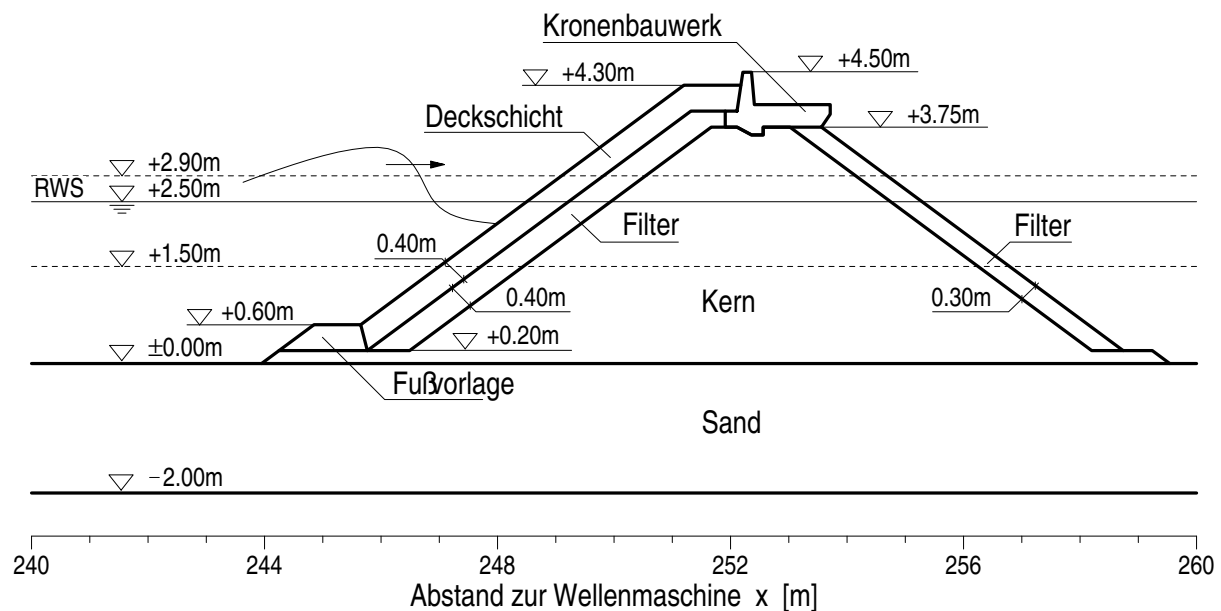


Abb. 4.2: Abmessungen des Wellenbrechermodells im GWK

Die seeseitige Böschung wird durch eine einlagige *Accropoden-Deckschicht* geschützt. Die *Accropoden* sind aus einem Beton B35 hergestellt (mit einer Dichte von $2.35 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$), haben eine Ankerlänge von 36.8 cm (Länge der flachen Stirnseite), ein Volumen von $V = 17 \text{ dm}^3$ und ein Blockmasse von 40 kg . Sie sind auf einem regelmäßigen Raster verlegt, wobei die Orientierung der einzelnen Blöcke variiert. Innerhalb einer Reihe beträgt der horizontale Abstand benachbarter Rasterpunkte 46.3 cm (10 bzw. 11 Blöcke im Wechsel pro Reihe). Der böschungsparallele Abstand zwischen zwei Reihen beträgt 21.7 cm . Damit ergibt sich eine mittlere *Accropodendichte* von 9.95 Stück/m^2 .

Mit einem Deckschichtkoeffizienten $k_\Delta = 1.29$ (nach SOGREAH, 1998) erhält man eine nominale Schichtdicke von $k_\Delta V^{1/3} = 33.2 \text{ cm}$ (s. CERC, 1984). Aus dem Verhältnis des Betonvolumens zum Gesamtvolumen der Deckschicht pro Flächeneinheit ergibt sich die Porosität zu $n = 0.51$. Die tatsächliche Oberfläche ist abhängig von der Orientierung der einzelnen *Accropoden* und variiert zwischen dem 0.9 und 1.4-fachen der Blöckhöhe (hier: $33.1 - 52.0 \text{ cm}$). Für die weiteren Analysen wird eine Schichtdicke von 40 cm (normal zur Böschung) angesetzt.

Die *Filterschicht* auf der seeseitigen Böschung hat eine Stärke von 40 cm , auf der landseitigen Böschung von 30 cm (Abb. 4.2). Sie besteht aus Bruchsteinmaterial (Oolith-Schüttsteine $80/150 \text{ mm}$) mit einer mittleren Steinmasse $m_{50} = 1.95 \text{ kg}$ und einer Dichte von $2.64 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$. Die geometrischen Eigenschaften des Filtermaterials wurden im Labor des Leichtweiß-Instituts untersucht (LEVSEN, 1998) und in Tab. 4.1 zusammengefaßt.

Der *Wellenbrecherkern* hat eine Kronenbreite von 1.35 m und eine Kronenhöhe von 3.75 m (Abb. 4.2). Er besteht aus Bruchsteinmaterial (Oolith-Feinschotter $22/56 \text{ mm}$), dessen geometrische Eigenschaften 1992 im Labor von Delft Hydraulics, De Foort (Niederlande) untersucht wurden (VAN GENT, 1993) und in Tab. 4.1 aufgeführt sind. Das Kernmaterial bildet auch die Basis für die Fußvorlage.

Das monolithische *Kronenbauwerk* hat eine Höhe von 0.85 m . Die Oberkante der Kronenmauer liegt 4.50 m über dem Sandplanum.

Die *Fußvorlage* besteht aus Basaltsteinen mit einer mittleren Masse $m_{50} = 80\text{ kg}$ und einem mittleren nominalen Steindurchmesser $d_{n50} = 0.30\text{ m}$. Die Fußvorlage ist zweischichtig aufgebaut, hat eine Höhe von 60 cm und bildet eine 0.8 m breite Berme, die seeseitig in eine 1:1.5 geneigte Böschung übergeht.

Der theoretische Fußpunkt des Wellenbrechermodells (Schnittpunkt der Böschungsoberfläche mit der Sandsohle) liegt bei $x = 244.75\text{ m}$.

Tab. 4.1: Geometrische Eigenschaften der Steinmaterialien und Beton-Formsteine

			Kern- material ⁴⁾	Filter- material ⁵⁾	Deckschicht- elemente ⁶⁾
äquivalenter Korndurchmesser ¹⁾	d_{eq}	$[m]$	0.0385	0.112	0.319
nominale Korndurchmesser ²⁾	d_{n15}	$[m]$	0.023	0.069	—
	d_{n50}	$[m]$	0.031	0.090	0.257
	d_{n85}	$[m]$	0.040	0.109	—
Ungleichförmigkeit	d_{n60}/d_{n10}	$[-]$	1.51	1.58	—
Formbeiwert ³⁾	l_{max}/l_{min}	$[-]$	2.0	2.6	1.0
Porosität	n	$[-]$	0.388	0.394	0.510

¹⁾ $d_{eq} = (6m_{50}/\pi\rho_s)^{1/3}$

⁴⁾ nach VAN GENT (1993)

²⁾ $d_{ni} = (m_i/\rho_s)^{1/3}$

⁵⁾ nach LEVSEN (1998)

³⁾ längste/kürzeste Steinachse

⁶⁾ Accropoden

4.1.2 Hydraulische Eigenschaften der Steinmaterialien

Das Vorgehen bei der Bestimmung der Widerstandskoeffizienten der erweiterten Forchheimer-Gleichung für den Kern, die Filterschicht und die Deckschicht des Wellenbrechermodells im GWK unter Berücksichtigung der bei den Modellversuchen zu erwartenden hydraulischen Verhältnisse ist im Anhang B ausführlich dargestellt.

Die Widerstandskoeffizienten der erweiterten Forchheimer-Gleichung für eine oszillierende Einphasenströmung im Wellenbrecherkern, in der Filterschicht und in der Deckschicht sind in Tab. 4.2 zusammengefaßt, ebenso die Anteile der einzelnen Widerstandskräfte am gesamten Strömungswiderstand.

Die Koeffizienten für das Kernmaterial sind abgesichert durch Experimente mit stationärer und oszillierender Strömung, deren Randbedingungen den Verhältnissen im Wellenbrecherkern weitgehend entsprechen. Die Widerstandskoeffizienten für das Filtermaterial sind durch Experimente mit stationärer Strömung abgesichert, das Vorgehen bei der Ermittlung dieser Koeffizienten entspricht dem Vorgehen für das Kernmaterial. Somit kann man davon ausgehen, daß die Unsicherheit der auf diese Weise ermittelten Widerstandskoeffizienten für das Filtermaterial geringer als die Variation dieser Koeffizienten infolge oszillierender Strömung ist.

Tab. 4.2: Widerstandskoeffizienten für das Kern- und Filtermaterial sowie die Deckschichtelemente und der Anteil der jeweiligen Widerstandskräfte am gesamten Strömungswiderstand

Bereich des Wellenbrechers	laminarer Widerstand		turbulenter Widerstand		Trägheitskräfte	
	Koeff.	Anteil	Koeff.	Anteil	Koeff.	Anteil
	a [s/m]	[%]	b [s ² /m ²]	[%]	c [s ² /m]	[%]
Kern	0.89	11	22.9	83 – 87	0.26	2 – 6
Filterschicht	0.03	0.2	14.9	93 – 98	0.43	2 – 7
Deckschicht	0.001	0	2.0	83 – 94	0.30	6 – 17

Die Widerstandskoeffizienten für die Accropoden–Deckschicht wurden auf die gleiche Weise wie für das Filtermaterial bestimmt. Dabei wurden lediglich der nominale Korndurchmesser und die Porosität entsprechend angepaßt. Bei diesem Vorgehen bleibt unberücksichtigt, ob die Strömung in der einlagigen Deckschicht als Durchströmung eines porösen Mediums angesehen werden kann und ob die erweiterte Forchheimer–Gleichung zur Beschreibung dieser Strömung geeignet ist. Somit können die Widerstandskoeffizienten für die Deckschicht nur als grobe Näherung des tatsächlichen hydraulischen Widerstands angesehen werden.

Das Verhalten von Zweiphasenströmungen im Wellenbrecher ist abhängig vom Luftgehalt des Wassers und deshalb kaum vorhersagbar. Es ist Gegenstand der Untersuchungen in Kapitel 8.

4.2 Meßmethodik und Meßtechnik

Die Wellenverhältnisse vor und hinter dem Wellenbrecher sollen ebenso wie die Wellenbewegung über der Bauwerksböschung und die Wellenausbreitung im Bauwerk meßtechnisch erfaßt werden. Auf der Grundlage dieser Meßergebnisse sollen diese Prozesse sowie ihre Zusammenhänge und wechselseitigen Beeinflussungen analysiert werden.

4.2.1 Meßmethodik

Die Wellenverhältnisse vor dem Bauwerk liefern die wichtigste Randbedingung für die Wellenbewegung über der Bauwerksböschung. Um die Parameter der anlaufenden Wellen, die Wellenreflexion am Bauwerk und die lokalen Wellenverhältnisse unmittelbar vor dem Bauwerk bestimmen zu können, muß die Wellenbewegung auf dem Vorstrand erfaßt werden (s. Abb. 2.4, Abb. 2.6 und Abb. 4.1). Aus der Wellenbewegung hinter dem Bauwerk kann die Wellentransmission ermittelt werden.

Zur Beschreibung der Wellenbewegung auf der Bauwerksböschung, die die wesentliche Randbedingung für die internen Strömungsprozesse darstellt, sollen der Wellenaufbau, die Druckverteilung auf der Böschungsoberfläche und die Wasserspiegelauslenkungen über der Böschung gemessen werden. Die Wellenausbreitung und Wellendämpfung im Bauwerk sollen aus den Wasserspiegelauslenkungen an den Schichtgrenzen und im Kern ermittelt werden (s. Abb. 2.5).

Die Porenwasserdruckverteilung soll entlang der Schichtgrenzen und im Wellenbrecherkern gemessen werden, um weiteren Aufschluß über die Wellenausbreitung im Bauwerk zu erlangen und um Bereiche mit hohen Druckgradienten und hohen Strömungsgeschwindigkeiten zu bestimmen (s. Abb. 4.4).

Die Kenntnis der Wasserspiegelauslenkungen und der Druckverteilung entlang der Schichtgrenzen und an der Oberfläche ist erforderlich für eine zusammenhängende Beschreibung der hydraulischen Prozesse am und im Bauwerk.

Einen Überblick über die gesamte Meß- und Beobachtungskette bei den Modellversuchen im GWK gibt Abb. 4.3.

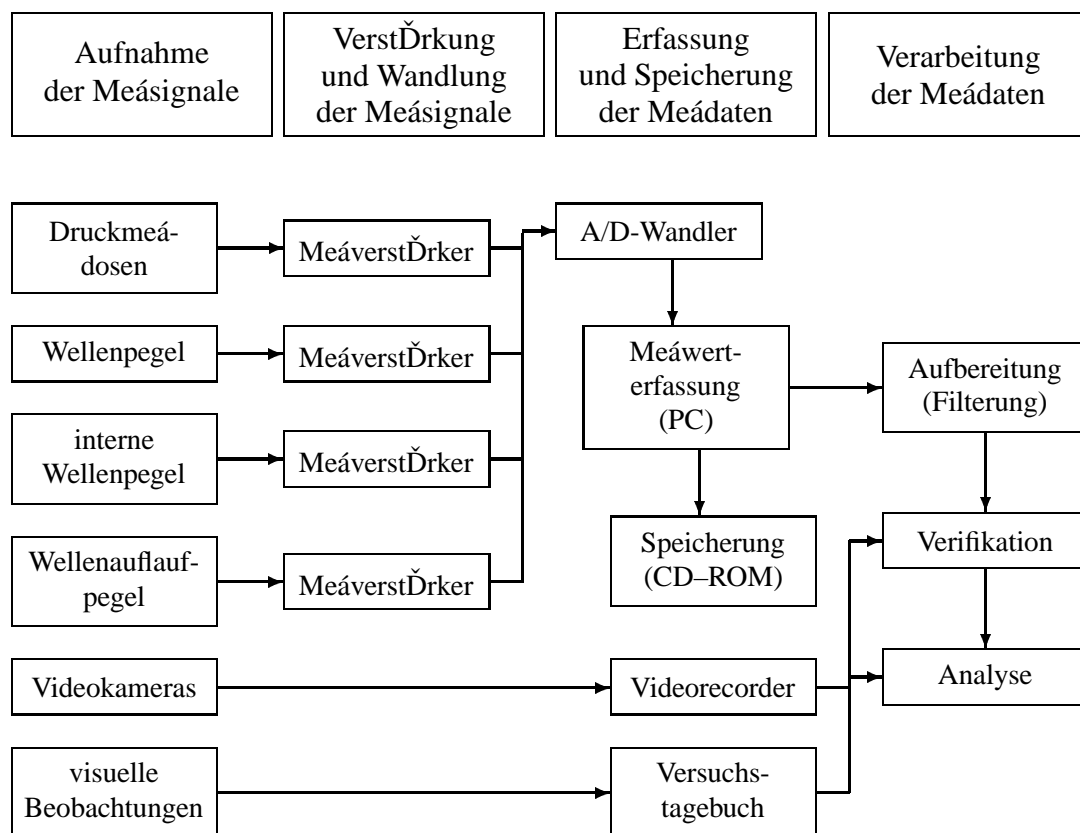


Abb. 4.3: Schematische Darstellung der gesamten Meß- und Beobachtungskette

4.2.2 Meßtechnik

4.2.2.1 Meßgeräte

Die Meßpositionen der am und im Wellenbrechermodell eingesetzten Meßgeräte sind in Abb. 4.4 dargestellt.

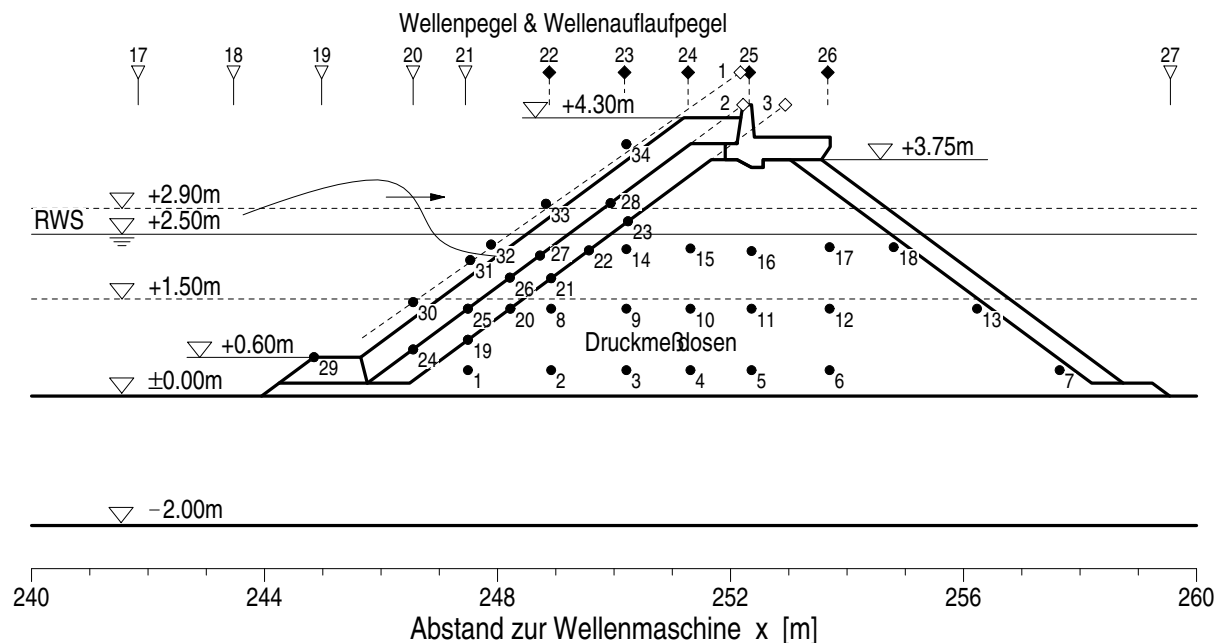


Abb. 4.4: Querschnitt des Wellenbrechermodells mit den Positionen der Wellenpegel, der Wellenauflaufpegel und der Druckmeßdosen

Die Wasserspiegelauslenkungen werden durch Widerstandsmessung zwischen einem Pegeldraht und einer im Wellenkanal installierten Kathode bestimmt. Die mit einem 5 m langen Pegeldraht ausgestatteten Wellenpegel wurden am GWK entwickelt.

Zur Messung der Wasserspiegelauslenkungen im Bauwerk und des Wellenaufbaus auf den Schichtgrenzen wurde der Pegeldraht durch einen Messingkäfig gegen Kurzschlüsse im feuchten Steinmaterial geschützt. Diese Wellenpegel und Aufbaupegel wurden im Teilprojekt B3 des Sonderforschungsbereichs 205 entwickelt (s. OUMERACI, 1991).

Es wurden vier Wellenpegel (WP 1–4) am Fuß der Vorstrandböschung als Pegelharfe installiert, um die Parameter der anlaufenden Wellen im Fernfeld zu bestimmen. Die Abstände dieser vier Pegel wurden so gewählt, daß mit verschiedenen Pegelkombinationen dieser Harfe eine Reflexionsanalyse nach der 3–Pegel–Methode (MANSARD & FUNKE, 1980) möglich ist. Die Wellenverhältnisse vor dem Wellenbrecher werden durch Wellenpegel auf der Vorstrandböschung (WP 5–13) und im Bereich mit horizontaler Sohle unmittelbar vor dem Bauwerk (WP 14–18) erfaßt. Die Wellenpegel 14–18 sind ebenfalls so angeordnet, daß eine Reflexionsanalyse nach der 3–Pegel–Methode möglich ist. Ein weiterer Wellenpegel steht über der Fußvorlage (WP 19).

Die Wasserspiegelauslenkungen über der Wellenbrecherböschung werden mit vier Wellenpegeln gemessen (WP 20–23), fünf Pegel sollen die Wasserspiegelauslenkungen im Wellenbrecherkern verfolgen (WP 22–26). Der Fußpunkt der Wellenpegel 21 und 22 befindet sich an der Oberfläche der Deckschicht. Die Wellenpegel 23–25 sind ebenso wie die Wellenaufbaupegel auf der Deck- und Filterschicht durch einen Messingkäfig geschützt und können Wasserspiegelauslenkungen innerhalb und außerhalb des Bauwerks registrieren.

Zur Messung der Wellentransmission wurde ein Wellenpegel (WP 27) hinter dem Bauwerk installiert.

Die Meßpositionen der Wellenpegel außerhalb und innerhalb des Wellenbrechers sind in Tab. 4.3 aufgelistet und in Abb. 4.1 und Abb. 4.4 dargestellt.

Tab. 4.3: Meßpositionen der Wellenpegel

Beschreibung	Nr.	Position		Nr.	Position	
		x [m]	z [m]		x [m]	z [m]
1. Pegelharfe (vor dem Vorstrand) auf dem Vorstrand	WP 1	82.18	0.00	WP 2	84.37	0.00
	WP 3	88.03	0.00	WP 4	94.82	0.00
	WP 5	149.97	0.32	WP 6	167.44	0.67
	WP 7	180.12	0.92	WP 8	191.67	1.15
	WP 9	202.68	1.37	WP 10	212.67	1.57
	WP 11	219.98	1.72	WP 12	224.99	1.82
	WP 13	231.23	1.95			
2. Pegelharfe (vor dem Bauwerk)	WP 14	235.00	2.00	WP 15	237.69	2.00
	WP 16	239.97	2.00	WP 17	241.83	2.00
	WP 18	243.47	2.00			
über der Fußvorlage	WP 19	244.98	2.60			
über der BW-Böschung	WP 20	246.55	3.20	WP 21	247.45	3.80
	WP 22	248.89	2.00	WP 23	250.18	2.00
auf der BW-Krone	WP 24	251.27	2.00	WP 25	252.32	2.00
	WP 26	253.67	2.00			
hinter dem Bauwerk	WP 27	259.55	2.00			

Der Wellenaufbau auf der Deckschicht wurde mit einem frei gespannten Pegeldraht gemessen (WAP 1). Die Wellenaufbaupegel auf der Deck- und Filterschicht (WAP 2 & 3) sind jeweils durch einen Messingkäfig geschützt (s. Abb. 4.4). Tab. 4.4 enthält die Positionen der Wellenaufbaupegel.

Tab. 4.4: Meßpositionen der Wellenaufbaupegel

Beschreibung	Nr.	Position ¹⁾		Neigung $\tan \alpha$ [—]
		x [m]	z [m]	
auf der Deckschicht	WAP 1	245.68	2.90	1:1.58
zwischen Filter- und Deckschicht	WAP 2	245.87	2.20	1:1.50
zwischen Kern und Filterschicht	WAP 3	246.49	2.20	1:1.50

¹⁾ Fußpunkt des Wellenaufbaupegels

Der Porenwasserdruck und die Druckverteilung an der Bauwerksoberfläche wurden 34 Druck-

meßdosen vom Typ PDCR 830 der Firma DRUCK mit einem Meßbereich von 5 *bar* (an der Oberfläche) und 1.5 *bar* (im Wellenbrecherkern) gemessen. Für die Porenwasserdruckmessung wurden die Druckmeßdosen durch ein Kunststoffgehäuse geschützt (s. OUMERACI, 1991).

Die Druckverteilung wurde auf der seeseitigen Böschung an der Oberfläche der Deckschicht (DMD 30–34), der Filterschicht (DMD 24–28), des Kerns (DMD 19–23) und der Fußvorlage (DMD 29) gemessen. Die Porenwasserdruckverteilung im Kern wurde in drei Ebenen gemessen (DMD 1–7, DMD 8–13, DMD 14–18). Die x -Position der Druckmeßdosen auf der Böschung und im Kern entspricht der Position Wellenpegel mit Ausnahme einiger Druckmeßdosen, die zwischen den Pegelpositionen und im Bereich der landseitigen Böschung installiert wurden. Die Positionen der Druckmeßdosen sind in Abb. 4.4 dargestellt und Tab. 4.5 aufgeführt.

Die Wellenverhältnisse vor dem Bauwerk und über der seeseitigen Wellenbrecherböschung wurden mit zwei Video-Kameras aufgezeichnet.

Tab. 4.5: Meßpositionen der Druckmeßdosen

Beschreibung	Nr.	Position		Nr.	Position	
		x [m]	z [m]		x [m]	z [m]
im Kern (untere Lage)	DMD 1	247.49	2.40	DMD 2	248.92	2.40
	DMD 3	250.21	2.40	DMD 4	251.31	2.40
	DMD 5	252.36	2.40	DMD 6	253.70	2.40
	DMD 7	257.65	2.40			
im Kern (mittlere Lage)	DMD 8	248.92	3.35	DMD 9	250.21	3.35
	DMD 10	251.31	3.35	DMD 11	252.36	3.35
	DMD 12	253.70	3.35	DMD 13	256.23	3.35
im Kern (obere Lage)	DMD 14	250.21	4.27	DMD 15	251.31	4.28
	DMD 16	252.36	4.24	DMD 17	253.70	4.30
	DMD 18	254.80	4.30			
auf dem Kern	DMD 19	247.49	2.87	DMD 20	248.22	3.35
	DMD 21	248.92	3.82	DMD 22	249.57	4.25
	DMD 23	250.24	4.70			
auf der Filterschicht	DMD 24	246.55	2.72	DMD 25	247.49	3.35
	DMD 26	248.21	3.83	DMD 27	248.73	4.17
	DMD 28	249.94	4.98			
auf der Fußvorlage	DMD 29	244.85	2.60			
auf der Deckschicht	DMD 30	246.55	3.45	DMD 31	247.53	4.10
	DMD 32	247.89	4.34	DMD 33	248.83	4.97
	DMD 34	250.21	5.89			

4.2.2.2 Meßwerterfassung

Die Spannungssignale der Druckmeßdosen und Wellenpegel wurden verstärkt, digitalisiert und mit einer Taktrate von 40 *Hz* aufgezeichnet.

Das Datenformat entspricht dem Standardformat für Messungen am GWK („DTX-Format“). Die Meßwerte eines jeden Meßkanals werden binär als 16-Bit Integer Werte abgelegt, die Kennwerte des Versuchs und der einzelnen Meßkanäle sind in einer Zusatzdatei (mit der Dateikennung „DTX“) aufgelistet.

Die Meßsignale wurden verstärkerseitig nicht gefiltert (lediglich bei der Druckmessung wurden Frequenzen über 100 Hz abgeschnitten). Ein Meßwertrauschen aus der Stromversorgung der Meßgeräte mit einer Frequenz von 50 Hz bildet sich somit als 10 Hz Schwingung in den Meßsignalen ab. Diese Störungen können im Zeitbereich durch ein gleitendes Mittel über fünf Meßwerte oder eine Reduktion der Taktrate auf 20 Hz und im Frequenzbereich durch einen Bandpassfilter für Frequenzen ≥ 10 Hz ausgeglichen werden. Der Einfluß einer solchen Glättung auf das Meßsignal ist vernachlässigbar, da die Störfrequenzen um das 30–100-fache höher als die Frequenz der Wellenbewegung sind. Selbst Wellenkomponenten dritter Ordnung liegen noch eine Größenordnung unter der Frequenz der Störungen. Die Amplituden der Störungen sind zwei Größenordnungen kleiner als die der Wasserspiegelauslenkungen und Druckoszillationen. Lediglich im landseitigen Bereich des Wellenbrecherkerns erreichen die Störungen 10 – 50 % der Porenwasserdruckoszillationen.

Die Nichtlinearität der Druckmeßdosen ist vernachlässigbar (≤ 0.1 %). Die Wellenpegel weisen eine geringe Nichtlinearität am oberen und unteren Ende des Meßbereichs auf. Die kürzeren Pegel zur Messung der Wasserspiegelauslenkungen im Bauwerk und die Wellenaufaufpegel liefern einen deutlich nichtlinearen Zusammenhang zwischen Meßgröße und Meßsignal.

Bei der Wellenaufaufmessung liefert eine lineare Kalibrierung Meßfehler bis zu 25 % für die Aufaufhöhe. Deswegen wurde eine nichtlineare Kalibrierung der Wellenpegel und der Aufaufpegel vorgenommen. Dabei ist die Kalibrierfunktion abhängig von der Nullage und vom Meßbereich. Für die Untersuchungen im GWK wird von unveränderlichen Pegelpositionen, die den Meßbereich bestimmen, ausgegangen und als Nullage wird der Ruhewasserspiegel verwendet. Als vertikaler Bezugshorizont dient die Kanalsohle und die Kalibrierfunktionen werden auf den Ruhewasserspiegel projiziert. Das Vorgehen bei der nichtlinearen Kalibrierung ist beschrieben bei MUTTRAY & WINKEL (1993).

4.3 Versuchsmethodik und Versuchsdurchführung

Die Versuche am GWK dienen zur Verbesserung des Verständnisses der physikalischen Vorgänge bei der Wellen–Bauwerk–Interaktion sowie zur Überprüfung der theoretischen Ansätze zur Beschreibung der Wellenbewegung auf der Wellenbrecherböschung und der Wellenausbreitung im Bauwerk. Außerdem sollen nichtlineare Einflüsse, die in den theoretischen Ansätzen unberücksichtigt bleiben, quantifiziert und durch empirische oder halbempirische Ansätze beschrieben werden. Schließlich sollen die Zusammenhänge und Wechselwirkungen zwischen den hydraulischen Prozessen auf der Böschung und im Bauwerk, die sich einer theoretischen Beschreibung entziehen, auf der Grundlage der Meßergebnisse empirisch bestimmt werden.

4.3.1 Versuchsmethodik

Besonders für die Entwicklung empirischer Ansätze eine systematische Variation der Einflußparameter notwendig.

Bei den Untersuchungen im GWK wurde eine typische Wellenbrecherkonfiguration gewählt, und die Wellenparameter (Wellenhöhe und -periode) wurden über einen weiten Bereich systematisch variiert (s. Tab. 4.6, Abschnitt 4.3.2). Auch der Wasserstand in gewissem Umfang variiert. Auf diese Weise erhalten die empirischen Ansätze zur Beschreibung der hydraulischen Prozesse am und im Bauwerk in Abhängigkeit von den Wellenverhältnissen vor dem Bauwerk einen großen Gültigkeitsbereich. Die Bauwerksparameter (Geometrie und Material) wurden nicht variiert.

Die Wellentransformation über dem Vorstrand wurde in einigen Vorversuchen untersucht, die gegenüber den Hauptuntersuchungen in einem „reduzierten Modellmaßstab“ mit geringerem Wasserstand ($h = 1.50\text{ m}$) und kleineren Wellenhöhen und -perioden durchgeführt wurden (vgl. Tab. 4.6).

Eine gewisse Variation des Wasserstands ist erforderlich, um den Einfluß des Wassertiefe h innerhalb relativer Parameter wie h/L und H/h überprüfen zu können. Es wurden daher bei den Hauptversuchen im GWK zwei Wasserstände untersucht.

Die überwiegende Zahl der Druckmeßdosen sollte während der Versuche ständig unter Wasser sein, um die Charakteristik der Druckoszillationen vollständig zu erfassen. Der niedrigste Versuchswasserstand wurde deswegen für die Hauptversuche im GWK auf $h = 2.50\text{ m}$ festgelegt.

Bei den Untersuchungen der hydraulischen Prozesse sollte kein Wellenüberlauf auftreten. Die Infiltration in den Wellenbrecherkern sollte ausschließlich über die seeseitige Böschung erfolgen und der höchste Wellenauflauf durfte somit das Niveau der Berme vor der Kronenmauer nicht überschreiten. Die maximale Wellenhöhe wurde für den Wasserstand $h = 2.50\text{ m}$ auf $H = 1.00\text{ m}$ und für $h = 2.90\text{ m}$ auf $H = 0.70\text{ m}$ festgelegt.

Es wurden Versuche mit regelmäßigen Wellen und mit Wellenspektren durchgeführt. Die Versuche mit regelmäßigen Wellen dienen dem Verständnis der hydraulischen Prozesse, der Überprüfung der theoretischen Ansätze und der Entwicklung empirischer Ansätze. Die Versuche mit Wellenspektren sind erforderlich, um die Übertragbarkeit der theoretischen und empirischen Ansätze zu überprüfen und um die Ansätze gegebenenfalls zu ergänzen. Die Versuche mit regelmäßigen Wellen wurden durch eine Reihe von Versuchen mit Einzelwellen ergänzt, die jedoch nicht Gegenstand dieser Arbeit sind.

4.3.2 Versuchsdurchführung

4.3.2.1 Versuchsprogramm

Das Versuchsprogramm ist in Tab. 4.6 zusammengefaßt. Die relativen Wassertiefen h/L variieren zwischen 0.05 und 0.23 ($kh = 0.35$ bis 1.45) und liegen damit im Übergangsbereich an der Grenze zum Flachwasserbereich. Die untersuchten Wellensteilheiten ($H/L = 0.005$ bis 0.056) liegen deutlich unter der kritischen Wellensteilheit fortschreitender Wellen ($(H/L)_{krit} \approx 0.14$)

und auch die relativen Wellenhöhen ($H/h = 0.09$ bis 0.4) sind deutlich kleiner als die kritische Wellenhöhe ($(H/h)_{krit} \approx 0.8$). Die Brecherkennzahlen $\xi = \tan \alpha / \sqrt{H/L_0}$ variieren zwischen 3.0 und 16.7 .

Tab. 4.6: Versuchsprogramm

Wasser- stand h [m]	Wellen- periode T bzw. T_p [m]	regelmäßige Wellen Wellenhöhen H [m]	Wellenspektren Wellenhöhen H_{m0} [m]
Vorversuche			
1.50	2	0.2; 0.3; 0.4	0.325 0.325
	3	0.2; 0.4; 0.6	
	4		
	5	0.2; 0.4; 0.6	
Hauptuntersuchungen			
2.50	4	0.25; 0.4; 0.55; 0.7; 0.85; 1.0	0.25; 0.4; 0.55; 0.7; 0.85
	5	0.25; 0.4; 0.55; 0.7; 0.85; 1.0	0.25; 0.4; 0.55; 0.7; 0.85; 1.0
	6	0.25; 0.4; 0.55; 0.7; 0.85; 1.0	0.25; 0.4; 0.55; 0.7; 0.85; 1.0
	8	0.25; 0.4; 0.55; 0.7; 0.85; 1.0	0.25; 0.4; 0.55; 0.7; 0.85; 1.0
	10	0.55	
2.90	3	0.25; 0.4; 0.55; 0.7	0.25; 0.4; 0.55
	4	0.25; 0.4; 0.55; 0.7	0.25; 0.4; 0.55; 0.7
	5	0.25; 0.4; 0.55; 0.7	0.25; 0.4; 0.55; 0.7
	6	0.25; 0.4; 0.55; 0.7	0.25; 0.4; 0.55; 0.7
	8	0.25; 0.4; 0.55; 0.7	0.25; 0.4; 0.55; 0.7
	10	0.25; 0.4; 0.55; 0.7	0.25; 0.4; 0.55

4.3.2.2 Wellenerzeugung

Bei den Versuchen mit *regelmäßigen Wellen* wurde ein empirisch korrigiertes trochoidales Wellenprofil als Sollwert für die Wellenerzeugung vorgegeben. Dieses Sollprofil wurde am GWK experimentell ermittelt und erlaubt die Generierung weitgehend stabiler monochromatischer Wellen. Es wurden jeweils 100 Wellen pro Versuch erzeugt, so daß sich ein annähernd konstanter Anstieg der mittleren Wasserspiegellage (Set-up) hinter dem Bauwerk einstellen konnte (s. Abschnitt 8.1).

Die *Wellenspektren* wurden als TMA-Spektren generiert, die aus JONSWAP-Spektren mit den Formbeiwerten $\sigma_a = 0.07$ (für $f < f_p$) und $\sigma_b = 0.09$ (für $f > f_p$) sowie dem Überhöhungsfaktor $\Gamma = 3.3$ ermittelt wurden. Sie haben einen Grouping-Faktor $GF = 0.77$. Die Länge eines Wellenzyklus entspricht der 82-fachen Peak-Periode, ein Versuch umfaßt zwei Wellenzyklen (ca. 164 Wellen).

Reflexionen an der Wellenklappe wurden durch die aktive Regelung („absorption control“) der Wellenmaschine im GWK verhindert, die bei SCHMIDT–KOPPENHAGEN et al. (1997) beschrieben ist. Die Regelung unterstützt auch die Generierung stabiler regelmäßiger Wellen.

4.4 Meßdatenanalyse

Die hydraulischen Prozesse an und in einem geschütteten Wellenbrecher werden im GWK unter definierten Randbedingungen simuliert. Die Meßgeräte liefern dabei Informationen (Meßsignale) über die Veränderungen physikalischer Größen (Meßgrößen) an einem Ort (Meßposition). Das Ziel der Datenanalyse ist es, die Meßsignale zu interpretieren und Rückschlüsse auf die hydraulischen Prozesse zu ziehen.

4.4.1 Meßgrößen

Die *Wellenpegel* innerhalb und außerhalb des Wellenbrechers erfassen die vertikalen Veränderungen des Wasserspiegelverlaufs an der Pegelposition. Sie zeichnen sowohl die oszillierenden Bewegungen der Wasseroberfläche infolge der Wellenbewegung als auch die Änderungen der mittleren Wasserspiegellage (Set-up und Set-down) auf. Die Wellenpegel können eine sprunghafte Änderung der Wasserspiegellinie infolge brechender Wellen nicht korrekt wiedergeben. Darüber hinaus können die Meßsignale durch Lufteinschlüsse (z.B. beim Wellenüberlauf) verfälscht werden.

Die *Wellenauflaufpegel* messen den Wasserspiegelverlauf entlang der Böschungsoberfläche bzw. der Schichtgrenzen. Wie die Wellenpegel erfassen sie sowohl die Wasserspiegeloszillationen als auch die Änderungen der mittleren Wasserspiegellage. Aufgrund der Pegelneigung ist die Meßposition abhängig von der Wasserspiegelauslenkung. Dadurch können auch sprunghafte Änderungen des Wasserspiegelverlaufs erfaßt werden. Durch Lufteintrag kann es aber auch hier zu Verfälschungen des Meßsignals kommen.

Die *Druckmeßdosen* wurden senkrecht bzw. normal zur Böschungsoberfläche eingebaut. Das Drucksignal setzt sich zusammen aus dem statischen und dem dynamischen Druckanteil. Der statische Druckanteil ergibt sich aus der Einbautiefe der Druckdose und dem Anstieg des mittleren Wasserspiegels. Der dynamische Druckanteil wird durch die Partikelgeschwindigkeiten und -beschleunigungen im Strömungsfeld unter der Welle beeinflusst. Dabei ist zu berücksichtigen, daß nur die Geschwindigkeitsanteile erfaßt werden, die senkrecht auf die Membran der Druckmeßdose gerichtet sind. Die Druckmeßdosen auf der Böschungsoberfläche waren mit einer Schutzkappe versehen, die eine senkrechte Anströmung der Membran verhinderte. Im Wellenbrecherkern sind die Anströmgeschwindigkeiten so gering, daß ihr Einfluß auf den dynamischen Druckanteil ($\leq 2\%$) vernachlässigt werden kann.

4.4.2 Parametrisierung

Die Wellen werden durch die Höhe und Periode der Wasserspiegeloszillationen (Wellenhöhe und -periode) beschrieben.

Im *Zeitbereich* werden diese Wellenparameter nach der Zero–Down–Crossing–Definition bestimmt. Regelmäßige Wellen werden durch die mittleren Wellenparameter beschrieben. Für Wellenspektren werden neben der mittleren Wellenhöhe H_m auch die maximale Wellenhöhe H_{max} , die mittlere Wellenhöhe der 10 % größten Wellen $H_{1/10}$ und die mittlere Wellenhöhe der 33 % größten Wellen $H_{1/3}$ sowie die zugehörigen Wellenperioden (mittlere Periode der 33 % höchsten Wellen etc.) bestimmt. Die Asymmetrie der Wellen ergibt sich aus dem Verhältnis der Höhe des Wellenbergs (über dem mittleren Wasserspiegel) η_{max} zur gesamten Wellenhöhe H . Hier wird ausschließlich die vertikale Asymmetrie η_{max}/H betrachtet, die in der englischsprachigen Literatur üblicherweise mit „horizontal asymmetry“ bezeichnet wird (PIANC, 1986).

Im *Frequenzbereich* werden Wellenspektren durch die Wellenhöhe H_{m0} , die aus dem Flächenmoment nullter Ordnung des Energiedichtespektrums berechnet wird, und durch die Peak–Periode T_p des Energiedichtespektrums charakterisiert. Regelmäßige Wellen werden durch die Frequenz und Amplitude der Grundschwingung und der Wellenkomponenten höherer Ordnung beschrieben.

Es wird unterschieden zwischen den Parametern der anlaufenden Wellen, der reflektierten Wellen und den lokalen Wellenparametern, die sich aus der Überlagerung der anlaufenden und reflektierten Wellen ergeben.

Der Wellenaufbau und die Druckoszillationen werden in der gleichen Weise parametrisiert und analysiert wie die Wasserspiegelschwankungen. Ausgenommen sind lediglich die Signale der Druckmeßdosen, die während eines Wellenzyklus zeitweise trockenfallen und somit nur abschnittsweise verwertbare Meßsignale liefern. Eine Beschreibung der Druckoszillationen ist bei zeitweise trockenfallenden Druckmeßdosen nicht sinnvoll.

4.4.3 Analyseverfahren

4.4.3.1 Wellenanalyse

Eine Wellenanalyse liefert die Parameter der Wasserspiegelauslenkungen, des Wellenaufbaus und der Druckoszillationen (s. Tab. 4.9). Im Zeitbereich werden die Parameter H_m , $H_{1/3}$, $H_{1/10}$ und H_{max} sowie die Halbwellenparameter H_m , $H_{1/3}$ und H_{max} (für den Wellenberg und das Wellental) sowie die zugehörigen Wellenperioden bestimmt. Das Nullniveau entspricht dabei der mittleren Wasserspiegellage im betrachteten Zeitfenster (MWS). Die Meßwerte wurden durch eine Faltung (gleitendes Mittel über 5 Meßwerte) geglättet. Zusätzlich wird die Differenz zwischen MWS und dem Wasserspiegel am Versuchsanfang (RWS) bestimmt. Im Frequenzbereich wird H_{m0} und T_p aus dem Energiedichtespektrum ermittelt. Wellenanalysen wurden durchgeführt für (vgl. Tab. 4.7 und Tab. 4.8):

- regelmäßige Wellen:
 - zur Bestimmung der Parameter der ersten vollständig ausgebildeten, stabilen Wellen ohne Reflexionseinfluß an der ersten Pegelharfe (WP 1–4) (Zeitfenster 1);
 - für die ersten 10 vollständig ausgebildeten Wellen am Bauwerk am Versuchsanfang (geringer Set-up im Bauwerk) (Zeitfenster 2);
 - für die 80. – 90. Welle am Bauwerk am Versuchsende (annähernd stabiler Set-up im Bauwerk) (Zeitfenster 4).

- Wellenspektren:
 - für einen vollständigen Wellenzyklus (ca. 82 Wellen) mit ca. 2/3 Zyklus Vorlauf und 1/3 Zyklus Nachlauf (Zeitfenster S).

Tab. 4.7: Zeitfenster für die Meßdatenanalyse

Zeitfenster	Zeitpunkt im Versuch:	charakteristische hydraulische Prozesse:
regelmäßige Wellen:		
ZF 1	erste anlaufende Wellen am Fuß der Vorstrandböschung	kein Reflexionseinfluß
ZF 2	Wellen 1 – 10 am Bauwerk	geringer Set-up im Bauwerk
ZF 3	erste reflektierte Wellen am Fuß der Vorstrandböschung	geringer Einfluß reflektierter Sekundärwellen
ZF 4	Wellen 80 – 90 am Bauwerk	konstanter Set-up im Bauwerk
Wellenspektren:		
ZF S	ein vollständiger Wellenzyklus mit ca. 82 Wellen	konstante Bedingungen nach ca. 2/3 Zyklen Vorlauf

4.4.3.2 Reflexionsanalyse

Die Parameter der anlaufenden und reflektierten Wellen wurden durch Reflexionsanalyse nach der 3-Pegel-Methode (MANSARD & FUNKE, 1980) ermittelt. Die Analyse liefert das Phasen- und Amplitudenspektrum des anlaufenden und des reflektierten Wellenzugs. Für regelmäßige Wellen werden daraus die Amplitude der Grundschiwingung und der Wellenkomponenten höherer Ordnung bestimmt. Aus dem Amplitudenspektrum wird das Energiedichtespektrum berechnet zur Bestimmung von H_{m0} und T_p . Außerdem wird aus dem Phasen- und Amplitudenspektrum durch inverse Fourier-Transformation eine Zeitreihe erzeugt, aus der die Wellenhöhen H_m und $H_{1/3}$ sowie die zugehörigen Wellenperioden durch Zero-Down-Crossing ermittelt werden. Der Reflexionskoeffizient wird aus dem Verhältnis der signifikanten Wellenhöhen H_{m0} der reflektierten und der anlaufenden Wellen berechnet (s. Tab. 4.9). Bei der Reflexionsanalyse werden Frequenzen $f_p/2.1 \leq f \leq 3.1f_p$ berücksichtigt. Wenn Pegelharfen mit mehr als drei Wellenpegeln für die Reflexionsanalyse zur Verfügung standen, wurden alle sinnvollen Kombinationen aus drei Pegeln analysiert und die Ergebnisse gemittelt. Reflexionsanalysen wurden durchgeführt (s. Tab. 4.7 und Tab. 4.8):

- regelmäßige Wellen:
 - an den Wellenpegeln WP 14–18 (vor dem Bauwerk) für die ersten 10 vollständigen reflektierten Wellen (Primär- und Sekundärwellen) (Zeitfenster 2);
 - an den Wellenpegeln WP 1–4 (am Fuß der Vorstrandböschung) für die ersten vollständigen reflektierten Wellen (mit einem geringen Anteil an Sekundärwellen) (Zeitfenster 3);

- an den Wellenpegeln WP 1–4 am Versuchsende (Primär- und stabile Sekundärwellen) (Zeitfenster 4).
- Wellenspektren:
 - an den Wellenpegeln WP 1–4 für einen vollständigen Wellenzyklus (Zeitfenster S).
 - an den Wellenpegeln WP 14–18 für einen Wellenzyklus (Zeitfenster S).

Tab. 4.8: Meßdatenanalysen

Analyse	Wellen- typ	Zeit- fenster	Wellen- pegel	Auflauf- pegel	Druck- dosen	Ergebnis der Analyse ¹⁾
Reflexions- analyse	regelm. Wellen	ZF 2	WP 14–18	—	—	Parameter der anlaufenden & reflektierten Wellen
		ZF 3	WP 1–4	—	—	
		ZF 4	WP 1–4	—	—	
	Spektren	ZF S	WP 1–4	—	—	
		ZF S	WP 14–18	—	—	
Wellen- analyse	regelm. Wellen	ZF 1	WP 1–27	WAP 1–3	DMD 1–34 ²⁾	lokale Druck- & Wellen- parameter
		ZF 2	WP 1–27	WAP 1–3	DMD 1–34 ²⁾	
		ZF 4	WP 1–27	WAP 1–3	DMD 1–34 ²⁾	
	Spektren	ZF S	WP 1–27	WAP 1–3	DMD 1–34 ²⁾	
Simultan- analyse	regelm. Wellen	ZF 2	WP 1–27	WAP 1–3	DMD 1–34	WS–Verlauf & Druckverteilung
		ZF 4	WP 1–27	WAP 1–3	DMD 1–34	

¹⁾ Wellenparameter s. Tab. 4.9

²⁾ sofern die Druckmeßdosen nicht trockenfallen

4.4.3.3 Simultananalyse und Interpolation

Neben der zeitlichen Entwicklung der Wasserspiegelauslenkungen und Druckoszillationen an einer Meßposition (Wellenanalyse) muß auch deren räumliche Entwicklung analysiert werden, um die hydraulischen Prozesse am und im Wellenbrecher vollständig zu erfassen (s. Tab. 4.9). Die zeitgleichen Meßsignale zweier Meßgeräte liefern den mittleren Wasserspiegel- oder Druckgradienten zwischen den beiden Meßpositionen. Dabei ist zu beachten, daß die zeitliche Informationsdichte sehr viel größer als die räumliche ist. Die mit 40 Hz getakteten Zeitreihen liefern ein vollständiges Bild der lokalen Meßgrößen. Im Gegensatz dazu kann die räumliche Verteilung der Meßgrößen trotz der großen Anzahl an Meßgeräten, die eingesetzt wurden, nur näherungsweise beschrieben werden. Deshalb sind bei der Bestimmung der Wasserspiegel- und Druckgradienten häufig Interpolationen erforderlich.

Die räumliche Entwicklung des Wasserspiegelverlaufs und der Druckverteilung wird durch Simultananalyse und Interpolation bestimmt. Das folgende Vorgehen wurde für regelmäßige Wellen entwickelt (vgl. Abb. 4.5):

Tab. 4.9: Ergebnisse der Meßdatenanalyse

Analyse	Ergebnisse
Reflexionsanalyse	Reflexionskoeffizient K_r
	Parameter der anlaufenden und reflektierten Wellen $[H_{m0}, T_p, H_m, H_{1/3}, T(H_n)^{1})]_{i,r}$
Wellenanalyse	lokale Wellen- und Druckparameter $(H, P)_m, (H, P)_{1/3}, (H, P)_{1/10}$ $(H, P)_{max}, T(H_n, P_n), (H, P)_{m0}, T_p$
	Halbwellenparameter $[(H, P)_m, (H, P)_{1/3}, (H, P)_{max}, T(H_n, P_n)]_{Berg, Tal}$
	Mittelwerte ²⁾ $\bar{\eta}, \bar{p}$
Simultananalyse und Interpolation	WS-Verlauf und Druckverteilung $\eta(x, t)$ $p(x, z, t)$

¹⁾ $T(H_n)$ steht für die mittlere Wellenperiode der n % größten Wellen und wird für alle im Zeitbereich bestimmten Wellenhöhen ermittelt

²⁾ Differenz der Mittelwerte gegenüber dem Nullwert (Startwert)

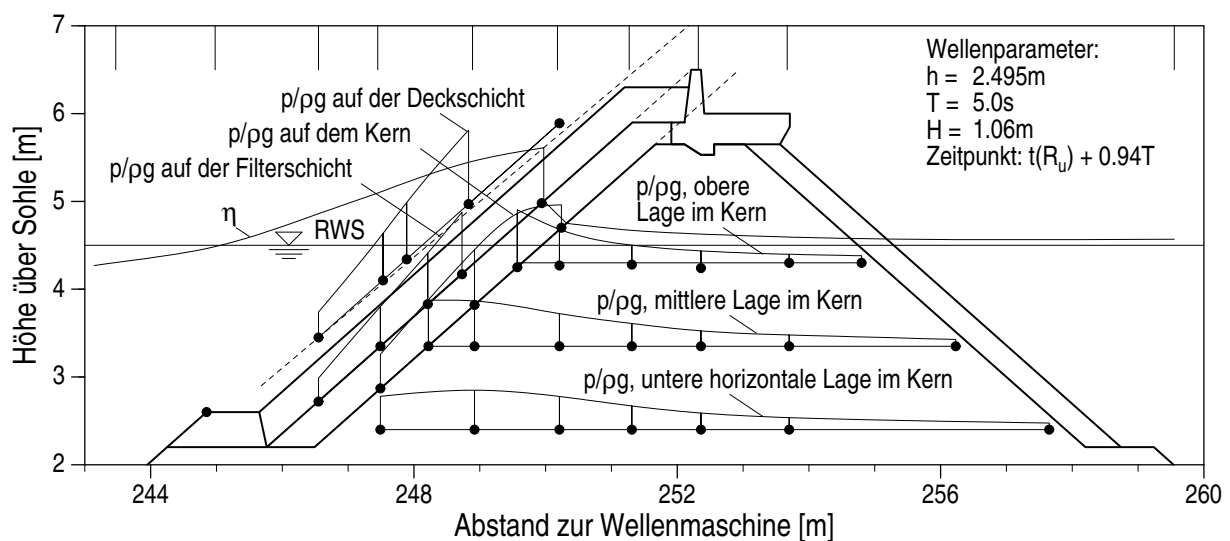


Abb. 4.5: Druckverteilung und Wasserspiegelauslenkungen entlang charakteristischer Linien am und im Bauwerk (Basiswerte der Simultananalyse)

- Die Meßsignale aller Meßgeräte werden kalibriert und gefiltert. Das Nullniveau entspricht dem Ruhewasserspiegel, d.h. dem Meßsignal am Versuchsanfang. Für jedes Meßgerät werden die Signale von 10 aufeinander folgenden Wellenereignissen überlagert und gemittelt. Auf diese Weise wird der mittlere zeitliche Verlauf des Meßsignals über eine Wellenperiode für den Versuchsanfang (geringer Set-up; Zeitfenster 2) und für das Versuchsende (konstanter Set-up; Zeitfenster 4) bestimmt.
- Ausgehend vom maximalen Wellenaufbau auf der Deckschicht werden die Meßgrößen zu 16 äquidistanten Zeitpunkten aus den gemittelten Zeitreihen bestimmt (Reduktion des

Meßtaktes auf $T/16$ s). Die Signale der Druckmeßdosen werden lediglich in dem Zeitraum, in dem die Dosen sich unter Wasser befinden, berücksichtigt.

- Es werden Linien definiert, entlang derer (i) ein kontinuierlicher Verlauf der Meßgröße zu erwarten ist und (ii) die Meßgerätdichte hinreichend groß ist, um den Verlauf durch Interpolation zu bestimmen (s. Abb. 4.5). Diese Linien sind:
 - Der Ruhewasserspiegel vor dem Bauwerk ausgehend vom Schnittpunkt der ausgelenkten Wasserspiegellinie mit der Böschungsoberfläche (aus Wellenaufaufmessung auf der Deckschicht);
 - Der Ruhewasserspiegel im Bauwerk und hinter dem Bauwerk ausgehend vom Schnittpunkt der ausgelenkten Wasserspiegellinie mit der seeseitigen Oberfläche des Wellenbrecherkerns (aus Wellenaufaufmessung auf dem Kern);
 - Drei horizontale Linien entlang der unteren, mittleren und oberen Lage der Druckmeßdosen im Wellenbrecherkern jeweils ausgehend von der Druckmeßdose, die auf der seeseitigen Böschung zwischen Filterschicht und Kern liegt.
 - Drei böschungsparelle Linien entlang der Druckmeßdosen auf der seeseitigen Böschung auf dem Kern, auf der Filterschicht und auf der Deckschicht.
- Entlang dieser Linien wurden die Wasserspiegelauslenkungen und Drücke durch kubische Spline-Interpolation für jeden Zeitpunkt ermittelt. Bei annähernd identischen Meßpositionen von Wellenaufauf- und Wellenpegeln wurden für den jeweiligen Zeitpunkt nur die Meßwerte der Wellenaufaufpegel verwendet. Damit erhält man entlang der definierten Linien ein vollständiges räumliches Bild der Wasserspiegelauslenkungen und Druckhöhen Abb. 4.5.
- Zwischen den Wellenaufaufpegeln auf der Deckschicht, auf der Filterschicht und auf dem Kern wurde linear interpoliert. Damit ergibt sich ein vollständiges Bild des Wasserspiegelverlaufs außerhalb und innerhalb des Bauwerks zu jedem Zeitpunkt, wobei ein kontinuierlicher Wasserspiegelverlauf angenommen wurde. Diskontinuitäten im Wasserspiegelverlauf an den Schichtgrenzen können mit der verwendeten Anzahl und Anordnung der Wellenaufaufpegel nicht erfaßt werden.
- Ein räumliches Bild der Druckverteilung im Bauwerk zu jedem Zeitpunkt erhält man durch Interpolation (kubische Splines) der Druckverteilung entlang der Linien im Kern und auf der Wellenbrecherböschung sowie des Wasserspiegelverlaufs. Um den Fehler bei der Bestimmung der räumlichen Druckverteilung im Bauwerk zu begrenzen, wird zwischen den Drucklinien und der Wasserspiegellinie ausschließlich in vertikale Richtung interpoliert, da hier die geringsten Druckgradienten zu erwarten sind.

Bei der Analyse von Wellenspektren werden keine einzelnen Wellenereignisse herausgegriffen. Lediglich die räumliche Entwicklung signifikanter Summenparameter, die das lokale Spektrum der Wasserspiegel- und Druckoszillationen charakterisieren, wird betrachtet. Dabei wird der Zeitbezug vernachlässigt und somit wird auch keine Simultananalyse für Spektren vorgenommen.

Einen Überblick über die vier Zeitfenster, die bei Versuchen mit regelmäßigen Wellen analysiert werden, gibt Tab. 4.7. Bei Versuchen mit Wellenspektren wurde dagegen nur ein Zeitfenster ausgewertet. Die Meßgeräte, die einer Reflexions-, Wellen- oder Simultananalyse unterzogen wurden und die dabei verwendeten Zeitfenster sind in Tab. 4.8 zusammengefaßt. Einen Überblick über die Wellen- und Druckparameter, die dabei ermittelt wurden, gibt Tab. 4.9.

Kapitel 5

Wellen auf dem Vorstrand

Die Wassertiefe nimmt auf dem Weg vom Fernfeld zum Nahfeld kontinuierlich ab. Dadurch verändert sich die Wellenkinematik, so daß (i) die Wellenlänge und die Phasengeschwindigkeit abnehmen, (ii) die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellenenergie (Gruppengeschwindigkeit) sich der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit angleicht, (iii) die vertikale Druck- und Geschwindigkeitsverteilung gleichmäßiger wird und (iv) die Wellen sich aufsteilen. Darüber hinaus verändern sich die Partikelbahnen infolge der geneigten Sohle, und das Wellenprofil wird zunehmend asymmetrisch. Die Wellen können so stark umgeformt werden, daß sie instabil werden und brechen. Außerdem wird ein gewisser Teil der Wellenenergie durch Sohlreibung dissipiert.

Die anlaufende Welle wird schließlich am Bauwerk teilweise reflektiert. Im Wellennahfeld bildet sich durch Überlagerung der anlaufenden und reflektierten Wellen ein halbstehendes Wellenfeld (partielle Clapotis) aus, das sich mit fortschreitender Versuchsdauer ins Fernfeld ausbreitet. Bei regelmäßigen Wellen beschreibt die Wasserspiegeleinhüllende im halbstehenden Wellenfeld eine Schwebung. Im Bauch der Schwebung überlagern sich anlaufende und reflektierte Welle phasengleich, im Knoten sind sie um den Winkel π phasenverschoben. Bei unregelmäßigem Seegang löst sich mit zunehmendem Abstand vom Bauwerk die Phasenbeziehung zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen auf. Die Schwebung klingt ab.

Nichtlineare Prozesse bei der Wellentransformation auf dem Vorstrand und bei der Wellenreflexion am Bauwerk führen zur Entstehung sekundärer Wellen. Diese Sekundärwellen sind den anlaufenden und reflektierten „Primärwellen“ überlagert, führen zu zeitlichen und räumlichen Schwankungen der lokalen Wellenparameter und sind maßgebend für die Unsicherheit bei der Bestimmung der lokalen Wellenparameter.

Eine Grundvoraussetzung für die Beschreibung der hydraulischen Prozesse am und im Bauwerk ist die Kenntnis der Wellenverhältnisse auf dem Vorstrand unmittelbar vor dem Bauwerk. Insbesondere die Wellenbewegung über der Bauwerksböschung steht in unmittelbarem Zusammenhang und in Wechselwirkung mit den Wellenverhältnissen im Nahfeld.

Das Hauptziel der Untersuchungen in diesem Abschnitt ist deshalb die Bestimmung der Wellenverhältnisse auf dem Vorstrand unmittelbar vor dem Bauwerk. Die theoretischen Ansätze zur Beschreibung der Wellen im Nahfeld (s. Abschnitt 3.1 und Abschnitt 3.2) sollen überprüft und gegebenenfalls erweitert werden. Darüber hinaus sollen die Anwendungsgrenzen dieser Ansätze ermittelt und die Unsicherheiten der Wellenparameter im Nahfeld abgeschätzt werden.

Die Beschreibung der Wellenverhältnisse im Nahfeld erfordert (i) die Ermittlung der anlaufenden Wellen im Fernfeld (Abschnitt 5.1), (ii) die Bestimmung der reflektierten Wellen im Fernfeld (Gesamtreflexion des Bauwerks) (Abschnitt 5.2) und (iii) die Untersuchung der Wellenumformung auf dem Weg vom Fernfeld zum Bauwerk (Abschnitt 5.3), (iv) die Analyse der Prozesse bei der Überlagerung der anlaufenden und reflektierten Wellen im Nahfeld (Abschnitt 5.4). Das Vorgehen ist in Abb. 5.1 schematisch dargestellt.

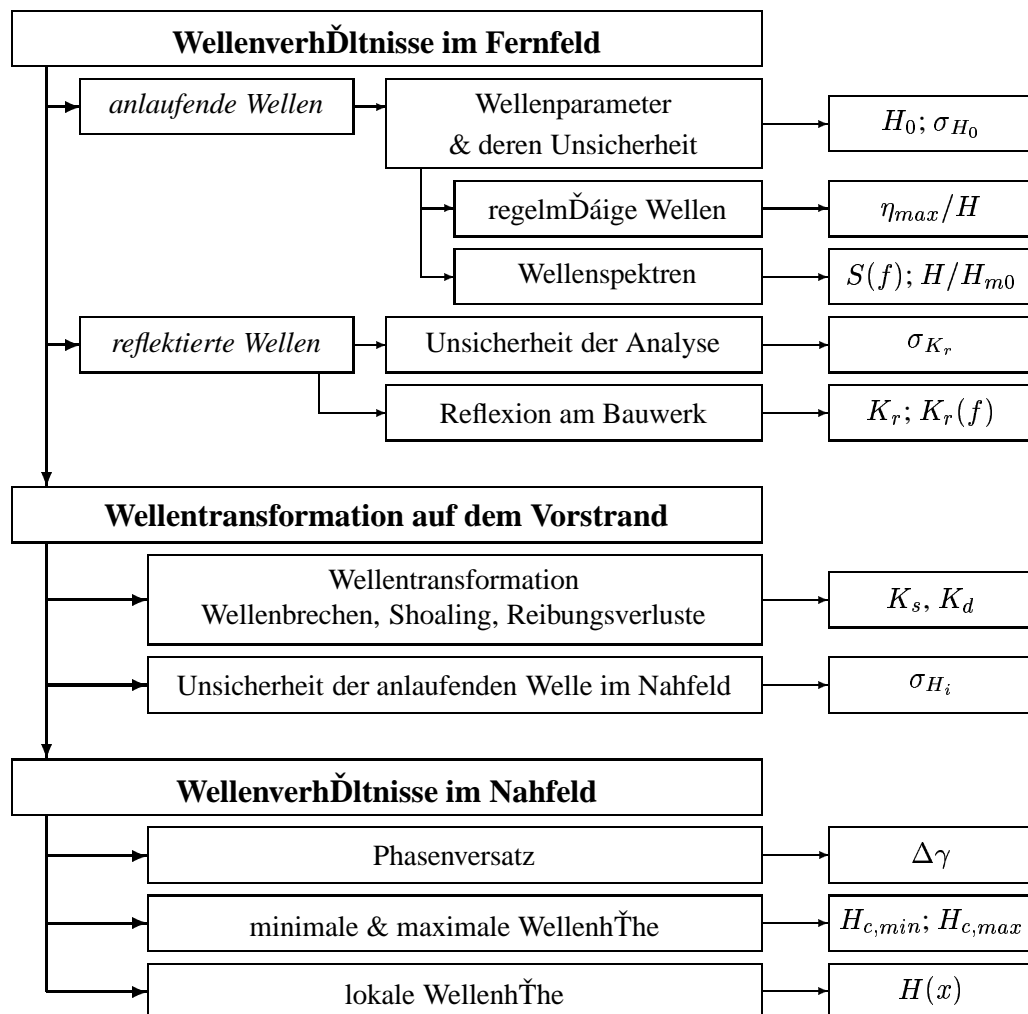


Abb. 5.1: Vorgehen bei der Untersuchung der Wellenverhältnisse im Bereich 1 (Wellenfeld vor dem Bauwerk)

5.1 Wellenverhältnisse im Fernfeld

Die Beschreibung der anlaufenden Wellen im Fernfeld stellt eine Grundvoraussetzung für die Reproduzierbarkeit dieser Versuche dar. Darüber hinaus werden dadurch Rückschlüsse auf die Tiefwasserverhältnisse ermöglicht und somit auch die Übertragung der Laborergebnisse auf natürliche Verhältnisse.

Die Parameter der anlaufenden Wellen im Fernfeld werden als Eingangsparameter für nachfolgende Untersuchungen benötigt. Eine Abschätzung der Fehler bei der Bestimmung der Wellenparameter ist notwendig, um die Grenzen der Reproduzierbarkeit zeigen und die Ergebnisse der nachfolgenden Untersuchungen beurteilen zu können.

Die mechanische Erzeugung von Wellen in einem Wellenkanal ist niemals vollkommen. Es kommt immer zu einer Verformung der generierten Wellen und zur Entstehung sekundärer Wellen, die dem eigentlichen Wellenzug als Störungen überlagert sind. Diese Störungen beeinträchtigen die Gleichförmigkeit des Wellenzugs und sind neben der Meßgenauigkeit maßgeblich für die Unsicherheit der Wellenparameter. Bei Versuchen mit Wellenspektren sind diese Störungen vernachlässigbar.

Für *regelmäßige Wellen* wird der Fehler bei der Bestimmung der Wellenhöhe der anlaufenden Wellen im Fernfeld durch den Vergleich der gemessenen Wellenhöhe H und der Kammlage η_{max} abgeschätzt, deren theoretisches Verhältnis bekannt ist. Aus der Gegenüberstellung der beobachteten und der theoretischen Kammlage werden Rückschlüsse auf die Genauigkeit der Messung sowie auf die Ursachen systematischer und zufälliger Meßfehler gezogen.

Für *Wellenspektren* wird überprüft, ob die Energieverteilung einem TMA-Spektrum nach Gl. 5.5 entspricht und durch die Parameter H_{m0} , T_p und h beschrieben werden kann.

5.1.1 Modelle zur Beschreibung von Wellen

Es wird ein kurzer Überblick über theoretische Ansätze zur Beschreibung gleichförmiger Wellen und über empirische Ansätze für die Energieverteilung von Wellenspektren gegeben, die für die nachfolgenden Untersuchungen von Bedeutung sind.

5.1.1.1 Gleichförmige Wellen

Gleichförmige, fortschreitende Wellen sind durch die drei Grundparameter Wellenperiode T , Wellenhöhe H und Wassertiefe h eindeutig bestimmt. Die Genauigkeit der Wellenbeschreibung hängt von der Genauigkeit der dabei verwendeten Theorie ab, d.h. wie weitgehend die der Theorie zugrunde liegenden Annahmen erfüllt sind.

- Die Gültigkeit der linearen Wellentheorie (AIRY, 1845) ist auf Wellen kleiner Amplitude beschränkt. Ein wesentlicher Vorteil der linearen Wellentheorie liegt darin, daß Wellen linear überlagert werden können.
- Die nichtlinearen Wellentheorien nach STOKES (1847) sind vor allem für den Tiefwasser- und Übergangsbereich geeignet (Ursell-Parameter $U_R \leq 25$, s. SOBEY et al., 1987). Verwendet werden die Gleichungen nach FENTON (1985).
- Die Anwendung der Cnoidalen Wellentheorie liegt im Übergangs- und Flachwasserbereich (Ursell-Parameter $U_R \geq 25$, s. SOBEY et al., 1987). Es werden die Gleichungen für die Cnoidale Theorie 1. und 2. Ordnung nach FENTON (1979) (vgl. auch SOBEY, 1997) verwendet.

- Numerische Wellentheorien (DEAN, 1965; FENTON, 1988) sind gleichermaßen unter Tiefwasser- und Flachwasserbedingungen anwendbar (s. SOBEY, 1997). Die Ungenauigkeiten dieser numerischen Wellentheorien, die sich aus den zugrunde liegenden Annahmen (z.B. die Annahme idealer Flüssigkeit) und aus mathematischen Ungenauigkeiten bei der iterativen Lösung ergeben, sind nicht von praktischer Bedeutung.

5.1.1.2 Wellenspektren

Die Form eines Wellenspektrums $S(f) = 2\pi S(\omega)$ ist im wesentlichen abhängig von der Peak-Frequenz $f_p = \omega_p/(2\pi)$, der Windgeschwindigkeit an der Wasseroberfläche u_w , der Wassertiefe h und der Erdbeschleunigung. Sie wird für ein dimensionsloses Wellenspektrum beschrieben durch (vgl. SOBEY, 1999):

$$\frac{\omega_p^5 S(\omega)}{g^2} = \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^5 \cdot f\left(\frac{\omega}{\omega_p}; \frac{\omega^2 h}{g}; \frac{\omega_p u_w}{g}\right) \quad (5.1)$$

Unter Tiefwasserbedingungen (Vernachlässigung des Terms $\omega^2 h/g$) und für $f \gg f_p$ kann der Term $\omega_p u_w/g$ für vollausgereiften Seegang nach PHILLIPS (1977) durch die Konstante $K_\alpha = 8.1 \cdot 10^{-3}$ angenähert werden. Damit erhält man:

$$\begin{aligned} \frac{\omega_p^5 S(\omega)}{g^2} &= K_\alpha \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^5 \cdot f\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right) \\ \text{bzw.} \quad S(f) &= \frac{K_\alpha g^2}{(2\pi)^4 f^5} \cdot f\left(\frac{f}{f_p}\right) \end{aligned} \quad (5.2)$$

Es gibt eine Reihe empirischer Ansätze zur Beschreibung von Tiefwasser-Wellenspektren. Ein JONSWAP-Spektrum (HASSELMANN et al., 1973) erhält man aus Gl. 5.2 mit den Formbeiwerten σ_a (für $f < f_p$) und σ_b (für $f > f_p$) sowie dem Peak-Überhöhungsfaktor Γ :

$$f_J\left(\frac{f}{f_p}\right) = \exp\left[-1.25\left(\frac{f}{f_p}\right)^{-4} + \ln \Gamma \exp\left(-\frac{(f/f_p - 1)^2}{2\sigma_{a,b}^2}\right)\right] \quad (5.3)$$

Für $\Gamma = 1$ geht das JONSWAP-Spektrum in ein Pierson-Moskowitz-Spektrum über.

Unter Flachwasserverhältnissen muß der Term $\omega^2 h/g$ berücksichtigt werden. Nach KITAIGORODSKII et al. (1975) erhält man aus Gl. 5.2 ein vollausgereiftes Flachwasserspektrum mit (s. EAK, 1993; SOBEY, 1999):

$$f_K\left(\omega^2 \frac{h}{g}\right) = \frac{\tanh^2 kh}{1 + 2 kh / \sinh 2 kh} \quad (5.4)$$

wobei der Zusammenhang zwischen der kh und $\omega^2 h/g$ durch die lineare Dispersionsgleichung (Gl. 3.18) gegeben ist. Ein durch Flachwassereinfluß umgeformtes JONSWAP-Spektrum wird als TMA-Spektrum bezeichnet (BOUWS et al., 1985):

$$\begin{aligned} \frac{\omega_p^5 S(\omega)}{g^2} &= K_\alpha \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^5 \cdot f_J\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right) \cdot f_K\left(\omega^2 \frac{h}{g}\right) \\ \text{bzw.} \quad S(f) &= \frac{K_\alpha g^2}{(2\pi)^4 f^5} \cdot f_J\left(\frac{f}{f_p}\right) \cdot f_K\left(\omega^2 \frac{h}{g}\right) \end{aligned} \quad (5.5)$$

5.1.2 Asymmetrie gleichförmiger Wellen

Die bei den Modellversuchen im Fernfeld beobachtete Asymmetrie der anlaufenden Wellen η_{max}/H (vgl. Abschnitt 4.4) ist in Abb. 5.2 in Abhängigkeit vom Nichtlinearitätsparameter Π nach GODA (1983) dargestellt. Der Nichtlinearitätsparameter Π wird im folgenden vereinfachend als „Nichtlinearität“ bezeichnet und ist definiert:

$$\Pi = \frac{H}{L} \coth^3 kh \quad (5.6)$$

Außerdem sind in Abb. 5.2 die nach verschiedenen Wellentheorien zu erwartenden Asymmetrien aufgetragen. Für die verschiedenen theoretischen Ansätze wurden die Wellenparameter Wassertiefe ($2.5\text{ m} < d < 4.9\text{ m}$), Wellenhöhe ($0.0\text{ m} < H < 1.5\text{ m}$) und Wellenperiode ($3.0\text{ s} < T < 10.0\text{ s}$) systematisch variiert und nach aufsteigender Nichtlinearität sortiert. Die dargestellten Linien verbinden die Werte der berechneten Wellenasymmetrie.

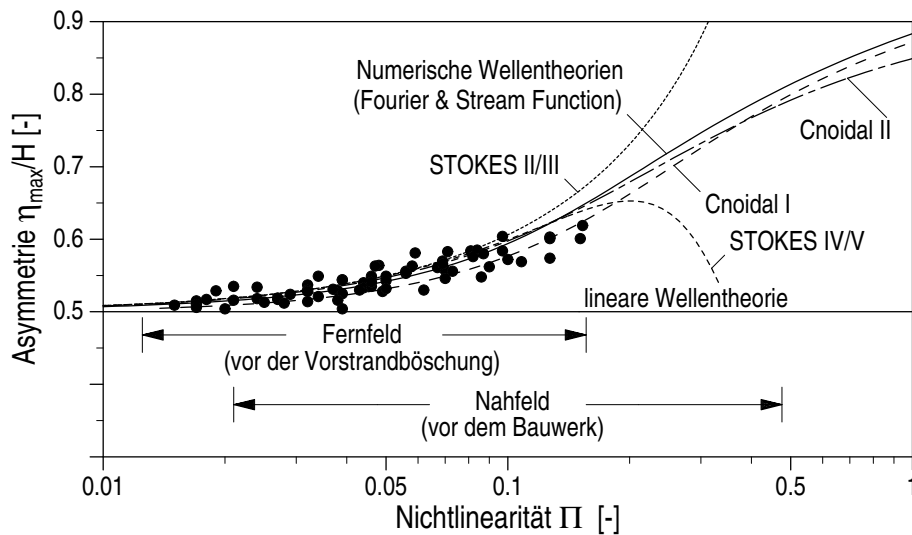


Abb. 5.2: Theoretische und gemessene Wellenasymmetrie η_{max}/H im Fernfeld in Abhängigkeit von der Nichtlinearität Π

Die verwendeten Gleichungen liefern für STOKES 2. Ordnung und STOKES 3. Ordnung nahezu identische Kurven, ebenso für STOKES 4. Ordnung und STOKES 5. Ordnung. Die Ergebnisse der numerischen Wellentheorien (Fourier-Theorie nach FENTON und Stream-Function-Theorie nach DEAN) können näherungsweise beschrieben werden (s. Abb. 5.2):

$$\frac{\eta_{max}}{H} = \frac{1}{2} + \frac{1}{3} \frac{\Pi}{\Pi + \frac{1}{2}} + \frac{1}{6} \frac{\Pi^2}{\Pi^2 + \frac{1}{30}} \quad (5.7)$$

Die Nichtlinearität Π der anlaufenden Wellen im Fernfeld (vor der Vorstrandböschung über horizontaler Kanalsohle) erreicht Werte bis 0.16. Im Nahfeld nimmt die Nichtlinearität infolge geringerer Wassertiefe zu ($\Pi \leq 0.46$).

Die Asymmetrie der Wellen im Fernfeld kann größtenteils mit den Theorien nach STOKES berechnet werden. Der Gültigkeitsbereich von STOKES 2. Ordnung erstreckt sich etwa bis $\Pi = 0.1$, STOKES 4. Ordnung ist gültig bis $\Pi = 0.15$.

5.1.3 Unsicherheit bei der Beschreibung der anlaufenden Wellen

Die Abweichungen zwischen theoretischer und gemessener Kammlage η_{max} der anlaufenden Wellen ist in Abb. 5.3 dargestellt. Die theoretische Kammlage wurde aus der gemessenen Wellenhöhe unter Verwendung der Näherungsfunktion nach Gl. 5.7 bestimmt. Die Standardabweichung der theoretischen Werte gegenüber den Meßwerten beträgt 0.011 m bzw. 3.8 %. Es treten keine systematischen Abweichungen auf.

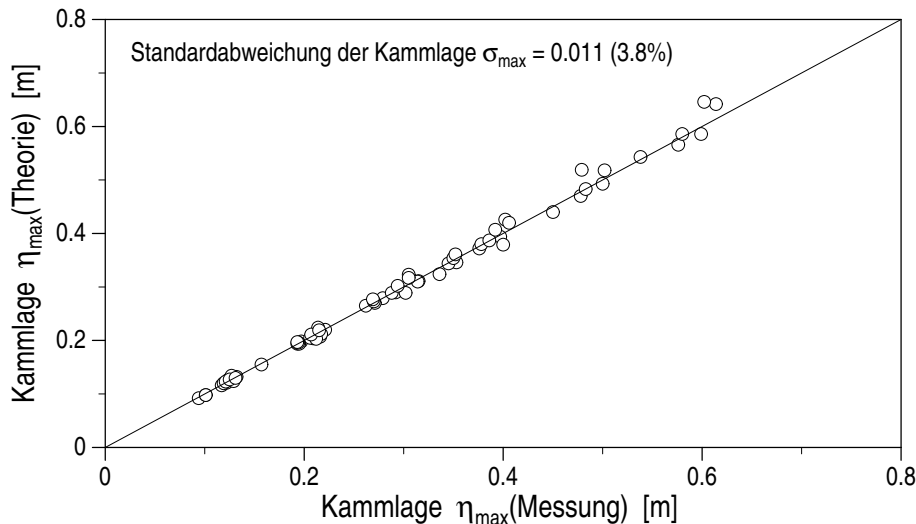


Abb. 5.3: Vergleich der theoretischen und der gemessenen Kammlage η_{max} für regelmäßige Wellen

Aus den Abweichungen zwischen theoretischer und gemessener Kammlage η_{max} können Rückschlüsse auf die Unsicherheit bei der Bestimmung der Höhe der anlaufenden Wellen im Fernfeld gezogen werden. Mögliche Ursachen für diese Abweichungen sind:

- Kalibrierfehler und Meßfehler, die zu systematischen Abweichungen zwischen Meßwerten und theoretischen Werten führen;
- langperiodische Sekundärwellen, die die Kammlage η_{max} beeinflussen, aber nur geringen Einfluß auf die Wellenhöhe H haben;
- kurze Sekundärwellen (höherharmonische Wellen) in Längs- und Querrichtung, die die Kammlage η_{max} und die Wellenhöhe H gleichermaßen beeinflussen.

Der Einfluß von Meß- und Kalibrierfehlern ist vernachlässigbar, da keine systematischen Abweichungen zwischen gemessener und theoretischer Kammlage beobachtet wurden.

Der mittlere Fehler bei der Bestimmung der Kammlage der anlaufenden Wellen beträgt 3.8 %. Unter der Voraussetzung, daß dieser Fehler zu etwa gleichen Teilen durch lang- und kurzperiodische Sekundärwellen verursacht wird, der Fehler bei der Bestimmung der Wellenhöhe hingegen fast ausschließlich durch kurzperiodische Wellen, ist für die Wellenhöhe H ein mittlerer Fehler von ca. 2 % zu erwarten.

5.1.4 Beschreibung der Wellenspektren

Das im Fernfeld durch Reflexionsanalyse ermittelte Energiedichtespektrum der anlaufenden Wellen ist in Abb. 5.4 für drei Versuche mit konstantem Wasserstand ($h = 4.90 \text{ m}$), konstanter signifikanter Wellenhöhe ($H_{m0} = 0.55 \text{ m}$) und Peak-Perioden von $T_p = 3.0 \text{ s}$, 5.0 s und 10.0 s zusammen mit den vorgegebenen TMA-Spektren dargestellt. Die Skalierung der Frequenz f und der Energiedichte $S(f)$ variieren zwischen den Spektren. Der Einfluß der Peak-Periode auf die Energieverteilung im Spektrum wird deutlich bei einer Gegenüberstellung der drei theoretischen TMA-Spektren.

Die weitgehende Übereinstimmung der gemessenen Wellenspektren mit den Sollwerten (eingesteuerte Wellenspektren) zeigt, daß die Angabe von Wasserstand h , Wellenhöhe H_{m0} und -periode T_p zusammen mit der Energieverteilung im Spektrum nach Gl. 5.5 geeignet sind, die Wellenverhältnisse im Fernfeld zu beschreiben.

Die Unsicherheit bei der Bestimmung der signifikanten Wellenhöhe H_{m0} wird allein durch systematische Meß- und Kalibrierfehler bestimmt und ist somit vernachlässigbar. Eine zuverlässige Bestimmung der Peak-Periode aus den Meßwerten erfordert eine umfassende Glättung der Spektren. Wegen der weitgehenden Übereinstimmung der vorgegebenen und der gemessenen Spektren wird die eingesteuerte Peak-Periode bei den weiteren Auswertungen als kennzeichnende Periode T_p der Wellenspektren verwendet.

Die Wellenhöhenverteilung im Spektrum der anlaufenden Wellen wurde aus den lokalen Wellenhöhen am Fuß der Vorstrandböschung (WP 1–4) abgeschätzt. Die Kennwerte der Wellenhöhenverteilung entsprechen weitgehend den theoretischen Verhältniswerten einer RAYLEIGH-Verteilung (vgl. LONGUET-HIGGINS, 1952) und sind in Tab. 5.1 zusammengefaßt.

Tab. 5.1: Wellenhöhenverteilung im Spektrum der anlaufenden Wellen im Fernfeld

Wellenhöhen- verhältnis	Sollwert ¹⁾ H/H_{m0}	Mittelwert ²⁾ $H^* = \overline{H}/H_{m0}$	Standardabweichung σ_{H^*}	
H_m/H_{m0}	0.63	0.65	0.032	(9.0 %)
$H_{1/3}/H_{m0}$	1.00	1.00	0.023	(4.2 %)
$H_{1/10}/H_{m0}$	1.27	1.27	0.035	(5.1 %)
H_{max}/H_{m0}	1.50	1.56	0.077	(9.1 %)

¹⁾ theoretischer Verhältniswert für eine RAYLEIGH-Verteilung

²⁾ gemessener Verhältniswert

5.2 Wellenreflexion am Bauwerk

Die Gesamtreflexion des Bauwerks setzt sich aus der Summe aller Reflexionsprozesse am Bauwerk zusammen. Die Bestimmung der Gesamtreflexion ist in zweierlei Hinsicht von Bedeutung. Sie stellt einen Summenparameter zur Beschreibung der Prozesse am und im Bauwerk dar und ist erforderlich zur Beschreibung der Wellenverhältnisse im Nahfeld.

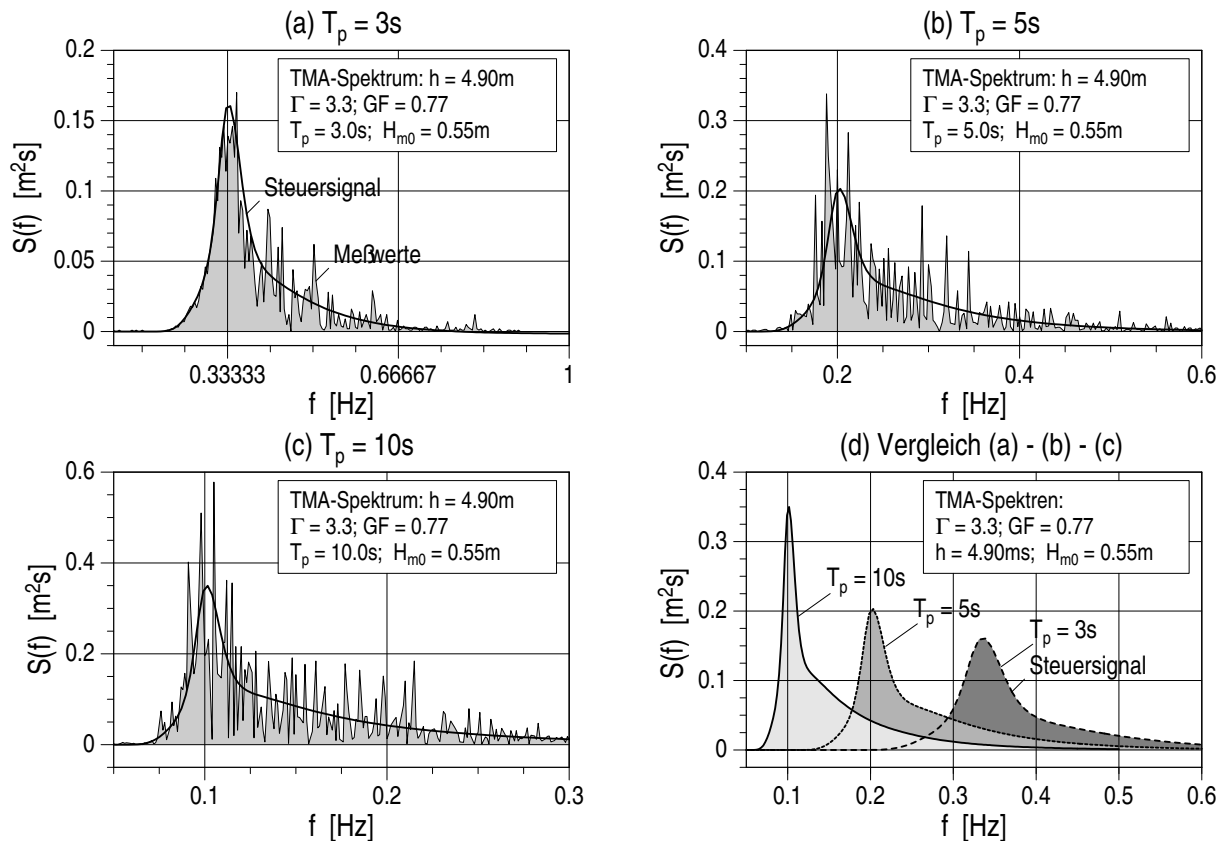


Abb. 5.4: Vergleich eingesteuerter und gemessener TMA-Wellenspektren im Fernfeld mit Peak-Perioden $T_p = 3.0 s$, $5.0 s$ und $10.0 s$)

Das Ziel der Untersuchungen in diesem Abschnitt ist die Beschreibung der Gesamtreflexion, die die Wellenverhältnisse vor dem Bauwerk, die Strömungsvorgänge am und im Bauwerk sowie die Bauwerksbelastung beeinflusst. Sie liefert einen wesentlichen Einflußparameter für die nachfolgenden Untersuchungen und ist für die Abschätzung der am Bauwerk dissipierten Wellenenergie unerlässlich.

Die Gesamtreflexion wird im Fernfeld (Pegelhafte WP 1 bis 4 vor der Vorstrandböschung, Abb. 4.1) durch Reflexionsanalyse ermittelt. An dieser Position ist bei horizontaler Sohle und mit hinreichend großem Abstand vom Bauwerk die größte Genauigkeit bei der Reflexionsanalyse zu erwarten. Dabei wird vorausgesetzt, daß keine Reflexionen an der flachen Vorstrandböschung ($\tan \beta = 1:50$) auftreten.

Beim Reflexionsprozeß entstehen wesentlich mehr Sekundärwellen als bei der Erzeugung der anlaufenden Wellen. Die Unsicherheit bei der Bestimmung der Gesamtreflexion wird für regelmäßige Wellen und Wellenspektren abgeschätzt. Sie setzt sich aus der Unsicherheit der Reflexionsanalyse, der Meßungenauigkeit und dem Einfluß der Sekundärwellen zusammen. Deshalb werden nachfolgend zunächst diese Unsicherheiten untersucht.

Anschließend wird ein empirischer Ansatz zur Beschreibung der Gesamtreflexion unter Berücksichtigung der bei den Modellversuchen variierten Parameter entwickelt. Der Einfluß der

Bauwerksparameter (Geometrie, Rauigkeit der Böschung und Durchlässigkeit) und der Brecherform sowie die Wechselwirkungen zwischen diesen Einflüssen werden dabei nicht explizit berücksichtigt. Darüber hinaus wird ein frequenzabhängiger Reflexionskoeffizient ermittelt, der eine lineare Übertragungsfunktion zwischen dem Spektrum der anlaufenden Wellen und dem reflektierten Spektrum darstellt. Schließlich wird die Eignung bekannter theoretischer und empirischer Ansätze (s. Abschnitt 2.2.1) zur Beschreibung der Gesamtreflexion im vorliegenden Fall überprüft.

5.2.1 Unsicherheiten bei der Reflexionsanalyse

Die Unsicherheit bei der Reflexionsanalyse kann für regelmäßige Wellen abgeschätzt werden durch Gegenüberstellung der Höhen der anlaufenden Wellen, die (i) durch Wellenanalyse im Zeitbereich und (ii) durch Reflexionsanalyse am Fuß der Vorstrandböschung ermittelt wurden. Die durch Wellenanalyse im Zeitfenster ZF 1 bestimmten Wellenhöhen werden hier mit $H_i(\text{ZCR})$ bezeichnet, die durch Reflexionsanalyse ermittelten Wellenhöhen mit $H_i(\text{RA})$.

In Abb. 5.5 sind die im Zeitfenster ZF 3 (erste reflektierte Wellen) und ZF 4 (am Versuchsende) durch Reflexionsanalyse bestimmten Wellenhöhen über den im Zeitbereich bestimmten Wellenhöhen aufgetragen. In beiden Fällen sind die Wellenhöhen aus der Reflexionsanalyse $H_i(\text{RA})$ im Mittel um 1 % kleiner als die im Zeitbereich analysierten Wellen. Der mittlere Fehler bei der Reflexionsanalyse am Versuchsanfang beträgt 4.4 %. Am Versuchsende liegt der Fehler bei 6.8 %.

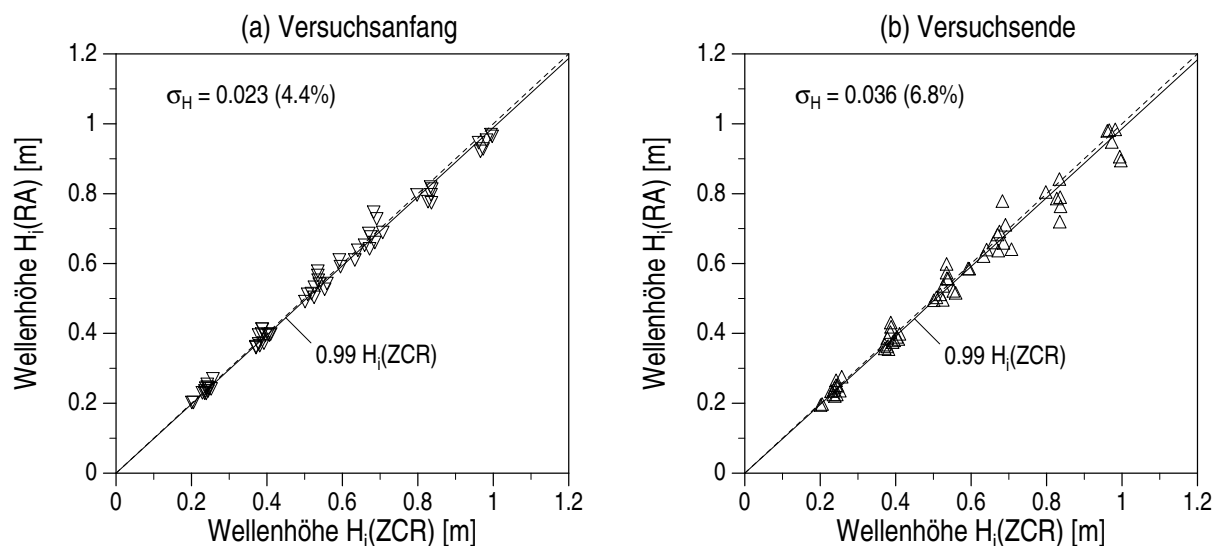


Abb. 5.5: Unsicherheit bei der Reflexionsanalyse (a) am Versuchsanfang (ZF 3) und (b) am Versuchsende (ZF 4) für regelmäßige Wellen

Es zeigte sich, daß der Fehler bei der Reflexionsanalyse mit zunehmendem Flachwassereinfluß zunimmt. Dabei wurde jedoch keine Tendenz zu einer systematischen Fehleinschätzung der anlaufenden Wellenhöhe beobachtet.

Die geringere Genauigkeit der Reflexionsanalyse am Versuchsende ist vermutlich auf sekundäre Wellenerscheinungen, die beim Reflexionsprozeß am Bauwerk entstehen, zurückzuführen. Diese Wellen breiten sich langsamer als der primäre Wellenzug der Reflexion im Wellenkanal aus und beeinflussen die Ergebnisse der Reflexionsanalyse am Versuchsende in geringerem Maße.

Bei Versuchen mit regelmäßigen Wellen wird deshalb die Reflexion aus den ersten Wellen des reflektierten Wellenzugs bestimmt (mittlerer Fehler = 4.4 %). Die systematische Unterschätzung der anlaufenden Wellenhöhe ist deutlich kleiner als der mittlere Fehler und bleibt deshalb bei den folgenden Überlegungen unberücksichtigt.

Der Algorithmus zur Reflexionsanalyse läßt erwarten, daß eine Fehleinschätzung der anlaufenden Wellenhöhe betragsmäßig zu einer entsprechenden Fehleinschätzung der reflektierten Wellenhöhe mit umgekehrtem Vorzeichen führt. Bei der Analyse nach der 2-Pegel-Methode funktioniert dieser Mechanismus zwangsläufig, bei der 3-Pegel-Methode erfolgt in gewissem Umfang eine Korrektur durch den Fehlerterm. Somit bleibt unklar, ob und in welcher Weise die kleinen systematischen Fehler, die bei der Bestimmung der anlaufenden Wellenhöhe beobachtet wurden, bei der reflektierten Welle auftreten werden.

Bei der Bestimmung der reflektierten Wellenhöhe ist ein relativer Fehler zu erwarten, der um den Faktor $1/K_r$ größer als bei den anlaufenden Wellen ist (6.3 % – 17.6 %). Der relative Fehler des Reflexionskoeffizienten ist um den Faktor $(1 + 1/K_r)$ größer als der Fehler bei der Höhe der anlaufenden Wellen (10.7 % – 22.0 %).

Bei Versuchen mit Wellenspektren werden die zufälligen Fehler aufgrund der großen Anzahl von Stützstellen innerhalb des Wellenspektrums kompensiert. Man kann deshalb davon ausgehen, daß der Gesamtfehler für Wellenspektren in der gleichen Größenordnung liegt wie der systematische Fehler für regelmäßige Wellen. Bei der Bestimmung der signifikanten anlaufenden Wellenhöhe wird ein Fehler von 1 % angenommen, für die reflektierte Wellenhöhe 1.5 – 5% und für den Reflexionskoeffizienten 2.5 – 6%.

5.2.2 Gesamtreflexion des Bauwerks

Die aus dem Energiedichtespektrum ermittelten Reflexionskoeffizienten sind in Abb. 5.6 für regelmäßige Wellen und Wellenspektren über der relativen Wassertiefe aufgetragen. Die Reflexionskoeffizienten für regelmäßige Wellen und Spektren können näherungsweise durch die einfache empirische Funktion:

$$K_r = \frac{1}{1.3 + 3 k_0 h} \quad (5.8)$$

beschrieben werden. Diese Funktion erfaßt den Verlauf des Reflexionskoeffizienten im Bereich $0.05 < k_0 h < 1$, unterschätzt jedoch den Reflexionskoeffizienten für $k_0 h > 1$.

Neben der Näherungsfunktion nach Gl. 5.8 sind in Abb. 5.6 auch die für regelmäßige Wellen und Wellenspektren zu erwartenden mittleren Fehler bei der Reflexionsanalyse dargestellt.

Auf der Bauwerksböschung ist das Wellenbrechen von untergeordneter Bedeutung (s. Abschnitt 6.1). Für Wellenspektren besteht deshalb keine Abhängigkeit der Reflexion von der Wellenhöhe. Für regelmäßige Wellen ist eine geringfügige Abnahme der Reflexion mit zunehmender Nichtlinearität II der anlaufenden Wellen zu beobachten. Dieser Zusammenhang kann

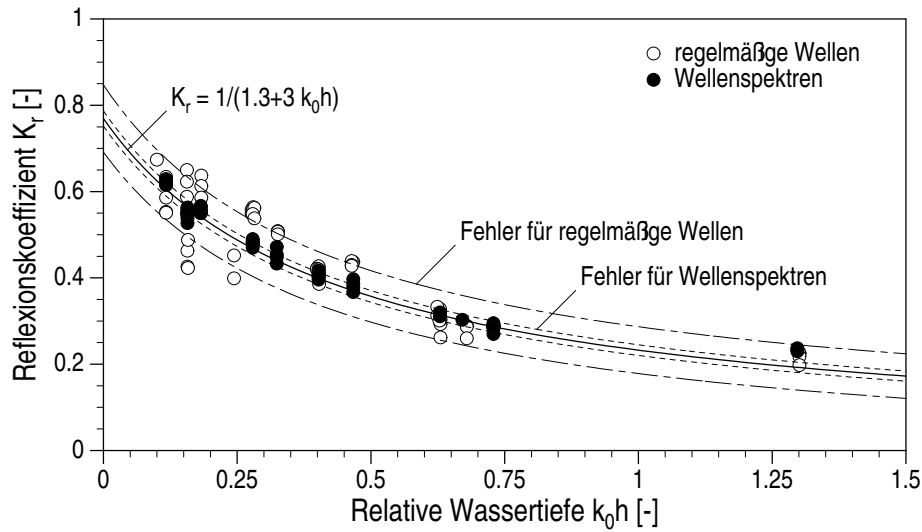


Abb. 5.6: Reflexionskoeffizient K_r in Abhängigkeit von der relativen Wassertiefe $k_0 h$

näherungsweise beschrieben werden:

$$K_r = \frac{1}{1.1 + 3 k_0 h} - \Pi^2 \quad ; \quad 0 \leq \Pi \leq 0.5 \quad (5.9)$$

Der Einfluß der Nichtlinearität ist bei den vorliegenden Untersuchungen nur für relativ lange Wellen ($k_0 h \leq 0.2$) wirksam. Darüber hinaus ist zu beachten, daß die Abnahme der Reflexion mit der Nichtlinearität etwa in der gleichen Größenordnung wie die Unsicherheit bei der Reflexionsanalyse liegt und somit nur schwer zu bestimmen ist.

Die Abweichungen der beobachteten Reflexionskoeffizienten gegenüber den Näherungsfunktionen nach Gl. 5.8 und Gl. 5.9 sind in Tab. 5.2 zusammengefaßt. Für regelmäßige Wellen wurden verschiedene Reflexionskoeffizienten verwendet, die wie folgt bestimmt wurden:

- $K_r(H_{m0})$: aus dem Flächenmoment nullter Ordnung des Energiedichtespektrums;
- $K_r(H_m)$: aus der mittleren Wellenhöhe der durch inverse Fouriertransformation bestimmten Zeitreihe;
- $K_r(a_1)$: aus der Wellenamplitude der Grundschiwingung.

Die verschiedenen Reflexionskoeffizienten, die für regelmäßige Wellen untersucht wurden, weisen untereinander nur geringfügige Abweichungen auf. Der Koeffizient $K_r(H_m)$ ist im Mittel um 3.5 % größer und $K_r(a_1)$ ist ca. 2 % kleiner als $K_r(H_{m0})$.

Die Abweichungen der gemessenen Reflexionskoeffizienten gegenüber den berechneten Werten nach Gl. 5.8 sind ausnahmslos in der gleichen Größenordnung oder kleiner als die Unsicherheiten bei der Reflexionsanalyse. Somit werden die vorliegenden Meßergebnisse durch Gl. 5.8 vollständig beschrieben. Die Erweiterung dieser Gleichung (Gl. 5.9) führt im vorliegenden Fall zu einer weiteren Reduktion der Streuung für regelmäßige Wellen. Die Übertragbarkeit dieser Ergebnisse ist jedoch aufgrund der Unsicherheiten bei der Reflexionsanalyse nicht gesichert.

Tab. 5.2: Gemessenen und mit Näherungsfunktionen berechnete Reflexionskoeffizienten

	Reflexions- koeffizient	Näherungs- funktion nach:	syst. Fehler ¹⁾ μ_{Kr}	Standard- abweichung σ_{Kr}	
Wellenspektren	$K_r(H_{m0})$	Gl. 5.8	0.99	0.021	(4.9 %)
regelmäßige Wellen	$K_r(H_{m0})$	Gl. 5.8	0.97	0.059	(13.5 %)
	$K_r(H_m)$	Gl. 5.8	0.93	0.067	(15.4 %)
	$K_r(a_1)$	Gl. 5.8	0.99	0.056	(12.9 %)
	$K_r(H_{m0})$	Gl. 5.9	0.99	0.044	(9.9 %)
	$K_r(H_m)$	Gl. 5.9	0.95	0.056	(12.8 %)
	$K_r(a_1)$	Gl. 5.9	1.00	0.039	(9.2 %)

¹⁾ der systematische Fehler wurde bestimmt: $\mu_{Kr} = 1/n \sum_{i=1}^n K_r(\text{Rechnung}) / K_r(\text{Messung})$

5.2.3 Frequenzabhängiger Reflexionskoeffizient

Für Wellenspektren wurde neben dem Reflexionskoeffizienten $K_r(H_{m0})$, der aus der signifikanten Wellenhöhe ermittelt wurde, auch der frequenzabhängige Reflexionskoeffizient $K_r(f)$ untersucht. Aufgrund der unterschiedlichen Vorgehensweise bei der Ermittlung dieser Koeffizienten sind qualitative Unterschiede zu erwarten:

$$K_r(H_{m0}) = \frac{(H_{m0})_r}{(H_{m0})_i} = \left[\frac{\int a_r^2(f) df}{\int a_i^2(f) df} \right]^{1/2} \neq \frac{a_r(f)}{a_i(f)} = K_r(f)$$

In Abb. 5.7 sind die Amplitudenspektren der anlaufenden und reflektierten Wellen für einen Versuch mit $h = 2.50 \text{ m}$, $T_p = 6.0 \text{ s}$ und $H_{m0} = 0.40 \text{ m}$ dargestellt. Die Spektren wurden nicht geglättet. Das Spektrum der anlaufenden Wellen stimmt weitestgehend mit dem berechneten TMA-Amplitudenspektrum (Sollwert) überein.

Der frequenzabhängige Reflexionskoeffizient $K_r(f)$ nimmt mit zunehmender Frequenz ab, die Streuung der Meßwerte nimmt mit abnehmender Amplitude der Frequenzkomponenten deutlich zu (Abb. 5.7). Zum Vergleich sind die Näherungsfunktionen für $K_r(H_{m0})$ nach Gl. 5.8 und für $K_r(f)$ nach Gl. 5.10 dargestellt.

Die bei den Versuchen mit Wellenspektren im Frequenzband $f_p/1.5 \leq f \leq 2 f_p$ ermittelten Reflexionskoeffizienten $K_r(f)$ sind in Abb. 5.8 über der relativen Wassertiefe $\omega^2 h/g$ aufgetragen. Aus diesen Werten wurde eine empirische Näherungsfunktion für $K_r(f)$ ermittelt:

$$K_r(f) = \frac{1}{1 + 2.3 (\omega^2 h/g)^{0.8}} \quad (5.10)$$

Gl. 5.10 stellt eine Übertragungsfunktion zur Ermittlung des Spektrums der reflektierten Wellen aus dem Spektrum der anlaufenden Wellen dar.

Die Meßwerte weisen gegenüber der Näherungsfunktion nach Gl. 5.10 eine Standardabweichung von 0.104 (= 24.8 %) auf. Zum Vergleich sind in Abb. 5.8 auch die Näherung für

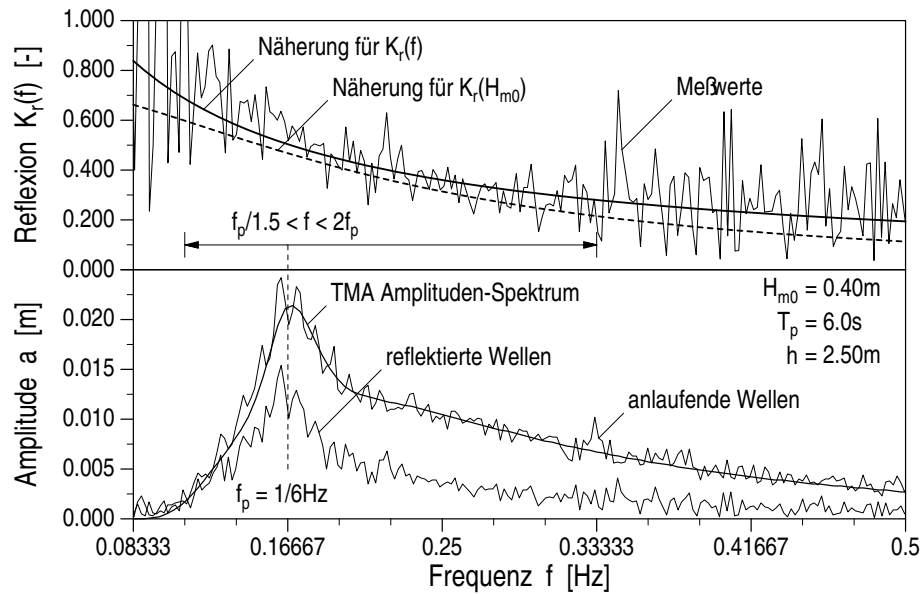


Abb. 5.7: Frequenzabhängiger Reflexionskoeffizient $K_r(f)$ für einen Versuch mit $T_p = 6$ s, $H_{m0} = 0.40$ m und $h = 2.50$ m

$K_r(H_{m0})$ nach Gl. 5.8 und der empirische Ansatz nach HUGHES & FOWLER (1995) (s. Tab. 2.2) dargestellt. Der Ansatz nach HUGHES & FOWLER prognostiziert für $\omega^2 h/g \leq 0.5$ deutlich kleinere Reflexionskoeffizienten und für $\omega^2 h/g \geq 1$ geringfügig höhere Werte als Gl. 5.10. Der Reflexionskoeffizient nach Gl. 5.8 hat einen qualitativ ähnlichen Verlauf, liefert aber um ca. 0.05 – 0.15 geringere Werte als die Näherung für $K_r(f)$ (Gl. 5.10).

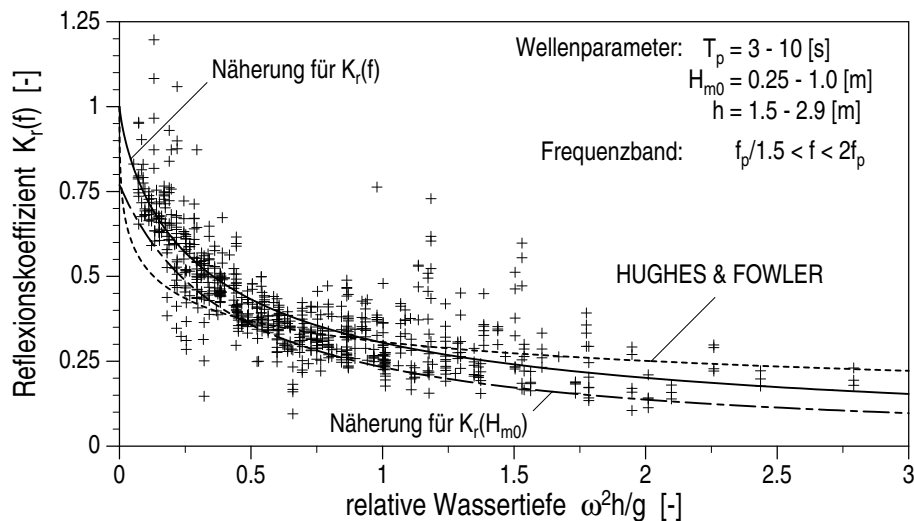


Abb. 5.8: Frequenzabhängiger Reflexionskoeffizient $K_r(f)$ in Abhängigkeit der relativen Wassertiefe $\omega^2 h/g$

5.2.4 Vergleich mit Ansätzen aus dem Schrifttum

Die überwiegende Zahl der empirischen Ansätze für die Wellenreflexion an einem geschütteten Wellenbrecher verwenden die Brecherkennzahl als alleinigen oder zumindest maßgeblichen Einflußparameter. Damit wird vorausgesetzt, daß die Reflexion in gleichem Umfang durch die Wellenhöhe und die Wellenlänge beeinflusst wird. Im vorliegenden Fall ist das Wellenbrechen auf der Bauwerksböschung von untergeordneter Bedeutung (s. Abschnitt 6.1) und damit sind diese Ansätze nur bedingt zur Beschreibung der Wellenreflexion geeignet.

Eine Übersicht über die Eignung verschiedener Literaturansätze zur Beschreibung der Wellenreflexion nichtbrechender Wellen an einem geschütteten Wellenbrecher gibt Tab. 5.3.

Tab. 5.3: Vergleich gemessener und nach Literaturansätzen berechneter Reflexionskoeffizienten

Berechnung nach:	regelmäßige Wellen			Wellenspektren		
	syst. Fehler ¹⁾	Standard- abweichung		syst. Fehler ¹⁾	Standard- abweichung	
	μ_{Kr}	σ_{Kr}		μ_{Kr}	σ_{Kr}	
BATTJES ²⁾ (1974)	2.27	0.578	(132 %)	2.34	0.590	(138 %)
GIMENEZ–CURTO (1979)	0.64	0.182	(41.5 %)	0.67	0.160	(37.4 %)
SEELIG & AHRENS (1981)	1.15	0.114	(25.9 %)	1.20	0.118	(27.5 %)
BÜRGER et al. (1988)	1.04	0.105	(23.9 %)	1.09	0.102	(23.9 %)
POSTMAR (1989)	1.16	0.119	(27.0 %)	1.23	0.141	(33.0 %)
VAN DER MEER (1992)	1.15	0.131	(29.9 %)	1.23	0.158	(37.0 %)
HUGHES & FOWLER (1995)	0.93	0.084	(19.2 %)	0.94	0.059	(13.7 %)
DAVIDSON et al. ⁵⁾ (1996)	0.83	0.105	(23.8 %)	0.88	0.085	(20.0 %)
LE MÉHAUTÉ ³⁾ (1957)	2.02	0.471	(107 %)	2.06	0.475	(111 %)
LE MÉHAUTÉ ⁴⁾ (1957)	0.60	0.247	(56.1 %)	0.58	0.265	(55.4 %)
Näherung nach Gl. 5.8	0.97	0.058	(13.9 %)	0.99	0.021	(4.9 %)
Näherung nach Gl. 5.9	0.99	0.044	(9.9 %)	—	—	—

¹⁾ der systematische Fehler wurde bestimmt: $\mu_{Kr} = 1/n \sum_{i=1}^n K_r(\text{Rechnung}) / K_r(\text{Messung})$

²⁾ der Gültigkeitsbereich des Berechnungsansatzes wurde überschritten

³⁾ homogener Rechteckwellenbrecher: Länge $l = 5 \text{ m}$, Porosität und Widerstandskoeffizienten entsprechen dem Kernmaterial des Wellenbrechers im GWK (Gl. 2.47)

⁴⁾ wie 3) aber Porosität und Widerstandskoeffizienten entsprechen den Eigenschaften des Deckschichtmaterials

⁵⁾ korrigierter Ansatz (Gl. 2.34)

Der Ansatz nach BATTJES (1974) setzt brechende Wellen auf einer glatten, undurchlässigen Böschung voraus und ist deshalb nicht anwendbar. GIMENEZ–CURTO (1979) unterschätzt den Reflexionskoeffizient um mehr als 30 % und erscheint damit auch ungeeignet.

Die einfachen Ansätze nach SEELIG & AHRENS (1981), BÜRGER et al. (1988) und POSTMAR (1989) liefern um ca. 10 – 20 % höhere Reflexionskoeffizienten. Die geringsten systematischen Abweichungen gegenüber den Meßwerten liefert der auf der Grundlage von Modellversuchen

im GWK ermittelte Ansatz nach BÜRGER et al. (1988). In allen Fällen liegt die Standardabweichung aber im Bereich von 20 – 30 %.

Die Verwendung von zusätzlichen Einflußparametern (VAN DER MEER, 1992; DAVIDSON et al., 1996) bringt keine Verbesserung gegenüber den einfachen Ansätzen, die allein die Brecherkennzahl verwenden. Der Ansatz nach DAVIDSON et al. lieferte in der veröffentlichten Form, die wahrscheinlich fehlerhaft ist, ausschließlich Reflexionskoeffizienten $K_r > 1$. Eine Korrektur des Terms, der den Einfluß der Böschungsrauigkeit beschreibt ($\ln[\sqrt{d/L_0} \cot \alpha]$ wurde durch $\sqrt{d/L_0} \cot \alpha$ ersetzt), liefert plausible Ergebnisse. Aber auch der korrigierte Ansatz unterschätzt den Reflexionskoeffizient um mehr als 10 % und hat eine Streuung von über 20 %.

Allein der Ansatz nach HUGHES & FOWLER (1995) verwendet geeignete Einflußparameter zur Beschreibung der Wellenreflexion nichtbrechender Wellen. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, daß dieser Ansatz für den frequenzabhängigen Reflexionskoeffizienten $K_r(f)$ entwickelt wurde. Für die Beschreibung des Koeffizienten $K_r(H_{m0})$ ist daher eine Anpassung notwendig. Die Abweichungen zwischen der empirischen Näherungsfunktion für $K_r(f)$ (Gl. 5.10) und der Gleichung von HUGHES & FOWLER sind möglicherweise zurückzuführen auf (i) Maßstabs- und Modelleffekte bei den experimentellen Untersuchungen und (ii) Unsicherheiten bei der von ihnen verwendeten Methode zur Reflexionsanalyse („Co-located Gauge Method“, HUGHES, 1993).

Die aus potentialtheoretischen Modellen abgeleiteten theoretischen Ansätze für die Wellenreflexion an einem Rechteckwellenbrecher (LE MÉHAUTÉ, 1957; MADSEN, 1974) sind ungeeignet für geschüttete Wellenbrecher, da sie die hydraulischen Prozesse im Bauwerk überbewerten und die Prozesse auf der Böschung nicht erfassen. Sie prognostizieren eine Abnahme der Reflexion mit zunehmender Wellenperiode, da längere Wellen in stärkerem Maße transmittiert werden. Infolge des Böschungseinflusses wurde jedoch eine deutliche Zunahme der Wellenreflexion mit zunehmender Wellenlänge beobachtet.

Für einen Rechteckwellenbrecher mit einer Länge von 5 m, dessen Materialeigenschaften dem des Kernmaterials entsprechen, wird die Reflexion um den Faktor 2 überschätzt. Entspricht das Material dagegen den Deckschichtelementen, dann wird die Reflexion um mehr als 40 % unterschätzt.

Da nur der Ansatz von HUGHES & FOWLER (1995) die bei den GWK-Versuchen ermittelten Einflußparameter angemessen berücksichtigt (vgl. 2.2), erscheint er allein geeignet, die Reflexion nicht- oder wenigbrechender Wellen an einer rauen porösen Böschung zu beschreiben. Der Einfluß der Böschungsneigung $\tan \alpha$ soll deshalb aus diesem Ansatz übernommen werden, um die hier entwickelten Ansätze für die Gesamtreflexion K_r und den frequenzabhängigen Reflexionskoeffizienten $K_r(f)$ (Gl. 5.8 und Gl. 5.10, jeweils mit $\tan \alpha = 1:1.5 = \text{konst.}$) zu erweitern:

$$K_r = \frac{(H_{m0})_r}{(H_{m0})_i} = \frac{1}{1.3 + \frac{2 k_0 h}{\tan \alpha}} = \frac{1}{1.3 + \frac{2 \omega^2 h}{g \tan \alpha}} \quad (5.11)$$

$$K_r(f) = \frac{1}{1 + 1.65 \left(\frac{\omega^2 h}{g \tan \alpha} \right)^{0.8}} \quad (5.12)$$

5.3 Wellentransformation auf dem Vorstrand

Die Parameter der anlaufenden Wellen am Bauwerk können (i) durch Reflexionsanalyse im Nahfeld oder (ii) durch Übertragung der Wellenparameter aus dem Fernfeld (mit theoretischen Ansätzen für die Wellentransformation) bestimmt werden. Das Ziel der Untersuchungen in diesem Abschnitt ist eine möglichst genaue Bestimmung der anlaufenden Wellen im Nahfeld einschließlich der damit verbundenen Unsicherheiten für die vorliegenden Versuche.

Es wird untersucht, ob und in welchem Umfang die Wellenentwicklung auf dem Vorstrand durch Wellenbrechen beeinflusst wird. Außerdem werden die Einflüsse durch Shoaling und Reibungsverluste bestimmt.

Schließlich wird ein geeignetes Vorgehen zur Bestimmung der Parameter der anlaufenden Wellen am Bauwerk ermittelt, und die damit verbundenen Unsicherheiten werden abgeschätzt. Darüber hinaus wird eine Übertragungsfunktion für den Reflexionskoeffizienten vom Fernfeld zum Nahfeld ermittelt, und die Wellenhöhenverteilung im Seegangsspektrum wird für das Nahfeld bestimmt.

5.3.1 Ansätze aus dem Schrifttum

Die Wellenumformung über einem flach geneigten Strand (hier 1:50) umfaßt die Änderung der Wellenhöhe infolge Shoaling sowie die Energiedissipation infolge Sohl- und Wandreibung und durch Wellenbrechen. Die veränderte Wellenkinematik über der Strandböschung ist nicht Gegenstand dieser Untersuchungen.

5.3.1.1 Shoaling

Beim Einlaufen der Wellen in flacheres Wasser verändert sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellenenergie (Gruppengeschwindigkeit). Dadurch kommt es zu einer Änderung der Wellenhöhe, die durch den Shoalingkoeffizienten K_s beschrieben wird.

Der lineare Shoalingansatz beschreibt die Änderung der Wellenhöhe in Abhängigkeit von der relativen Wassertiefe unter der Voraussetzung, daß die Sohlneigung vernachlässigbar und die Wellenhöhe klein ist.

$$K_s = \frac{H}{H_0} = \sqrt{\frac{1}{2} \frac{C_0}{C_g}} = \left[\left(1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)} \right) \tanh(kh) \right]^{-1/2} \quad (5.13)$$

Es gibt eine Reihe nichtlinearer Shoalingansätze, die auf der Wellentheorie nach STOKES (LE M \acute{C} HAUT \acute{C} & WEBB, 1964; KOH & LE M \acute{C} HAUT \acute{C} , 1966; CHU & MEI, 1970), auf der Cnoidalen Wellentheorie (SVENDSON, BRINK-KJAER, 1972; SHUTO, 1974; YAMAGUCHI & TSUCHIYA, 1976) oder auf numerischen Wellentheorien (SAKAI & BATTJES, 1980; RIENECKER & FENTON, 1981; SOBEY & BANDO, 1991) basieren. Bei einer relativen Wassertiefe $k_0 h \geq 0.3$ sind die Abweichungen gegenüber dem linearen Shoalingansatz vernachlässigbar. In flacherem Wasser ($k_0 h < 0.3$) liefern die nichtlinearen Shoalingansätze höhere Shoalingkoeffizienten als der lineare Ansatz Gl. 5.13. Der Unterschied zwischen linearen und nichtlinearen Shoalingkoeffizienten wächst mit zunehmender Nichtlinearität der Wellen.

Man kann davon ausgehen, daß der lineare Shoalingansatz bei einer relativen Wassertiefe $k_0 h \geq 0.3$ anwendbar ist. Bei geringer Tiefwasserwellensteilheit H_0/L_0 vergrößert sich der Anwendungsbereich des linearen Ansatzes. Die Unterschiede zwischen den verschiedenen nichtlinearen Shoalingansätzen sind gering, wenn die Wellenhöhe deutlich unter der kritischen Wellenhöhe ($H \ll H_{krit}$) liegt, bei der die Welle bricht (vgl. Gl. 5.16 bis Gl. 5.17).

Bei den Untersuchungen im GWK liegt der überwiegende Teil der Wellenparameter im Bereich $k_0 h \geq 0.3$, so daß das Shoaling durch den linearen Ansatz beschrieben werden kann. Bei allen Versuchen war die Wellenhöhe deutlich kleiner als die kritische Wellenhöhe, so daß nur geringfügige Unterschiede zwischen den verschiedenen nichtlinearen Shoalingansätzen zu erwarten sind. Die nichtlinearen Shoalingeinflüsse werden deshalb mit dem Ansatz nach SHUTO (1974) bestimmt, der durch einen Satz relativ einfacher Gleichungen beschrieben wird. Die Gleichungen und das Vorgehen bei der iterativen Lösung sind bei GODA (1985) zusammengefaßt.

Für die Abweichung des Shoalingkoeffizienten K_s nach SHUTO gegenüber dem linearen Shoalingkoeffizienten K_{sA} wurden in Abhängigkeit vom Nichtlinearitätsparameter Π (Gl. 5.6) die folgenden Näherungsformeln ermittelt:

$$\begin{aligned} \frac{K_s}{K_{sA}} &= 1 & ; & \quad \Pi \leq \frac{2}{15} \\ \frac{K_s}{K_{sA}} &= 1 + 0.4 \left(\Pi - \frac{2}{15} \right)^{5/4} & ; & \quad \frac{2}{15} < \Pi \leq \frac{1}{2} \\ \frac{K_s}{K_{sA}} &= 0.69 + 0.6 \Pi^{1/2} & ; & \quad \Pi > \frac{1}{2} \end{aligned} \quad (5.14)$$

Der maximale Fehler des Shoalingkoeffizient nach Gl. 5.14 beträgt gegenüber dem exakten Ergebnis nach SHUTO weniger als $\pm 1.5 \%$ auf. Somit kann Gl. 5.14 als expliziter nichtlinearer Shoalingansatz verwendet werden.

5.3.1.2 Energiedissipation durch Sohlreibung

Die Energiedissipation fortschreitender Wellen durch Sohlreibung wurde von PUTNAM & JOHNSON (1949) anhand von Naturmessungen und von SAVAGE (1953) im Labor untersucht. IWAGAKI & TSUCHIYA (1966) und VAN DORN (1966) entwickelten theoretische Ansätze zur Beschreibung der Reibungsverluste in einer laminaren Grenzschicht. JOHNSON (1966) untersuchte die Reibungsverluste in einer turbulenten Grenzschicht theoretisch. Weitere theoretische Arbeiten behandeln das Verhalten viskoser, nichtlinearer Wellen (MILES, 1976; ISAACSON, 1976).

Im vorliegenden Fall liegt die *Wellendämpfung infolge Wand und Sohlreibung* in einer ähnlichen Größenordnung wie die Unsicherheit bei der Messung der Wellen. Die Verluste infolge innerer Reibung und Oberflächenspannung sind gänzlich vernachlässigbar. Vereinfachend wird eine laminare Grenzschicht angenommen. Somit kann der Dämpfungskoeffizient K_d infolge Wand- und Sohlreibung nach IWAGAKI & TSUCHIYA (1966) bestimmt werden:

$$K_d = \frac{H(x)}{H_0} = \exp \left[-\sqrt{\frac{\nu T}{\pi}} \left(1 + \frac{1}{\kappa_{bw}} \right) \frac{k^2 x}{2kh + \sinh(2kh)} \right] \quad (5.15)$$

mit: $\kappa_{bw} = \frac{kB}{\sinh(2kh)} \left[1 - \left(0.197 + \frac{1.086}{\cosh(kh)} \right) \frac{kH}{2 \sinh(kh)} \right]$

wobei B für die Breite des Wellenkanals steht.

5.3.1.3 Wellenbrechen

Die kritische Wellenhöhe, bei der die Welle bricht, ist in tiefem Wasser abhängig von der Wellensteilheit und in flachem Wasser von der Wassertiefe. Für gleichförmige fortschreitende Wellen über horizontaler Sohle gilt:

$$\begin{aligned} \text{Tiefwasser:} \quad \frac{H_{krit}}{L} &= 0.141 \\ \text{Flachwasser:} \quad \frac{H_{krit}}{h} &= 0.833 \end{aligned} \quad (5.16)$$

Wird die Wellenlänge nach linearer Wellentheorie bestimmt, dann erhält man $H_{krit}/L_0 = 0.168$. Im Übergangsbereich kann die kritische Wellenhöhe nach WILLIAMS (1981, 1985) über horizontaler Sohle annähernd exakt bestimmt werden mit:

$$H_{krit} = \frac{1.0575}{k_0} \tanh \frac{0.7879 k_0 h + 2.0064 (k_0 h)^2 - 0.0962 (k_0 h)^3}{1 + 3.2924 k_0 h - 0.2645 (k_0 h)^2} \quad (5.17)$$

Über geneigter Sohle sind größere Brecherhöhen möglich. Die Zunahme der kritischen Wellenhöhe H_{krit} aus Gl. 5.17 in Abhängigkeit von der Sohlneigung $\tan \beta$ kann nach GODA (1985) für Böschungsneigungen flacher als 1:10 abgeschätzt werden:

$$\frac{H_{krit}(\beta)}{H_{krit}} = \frac{1 - \exp \left[-0.75 k_0 h \left(1 + 15 \tan^{4/3} \beta \right) \right]}{1 - \exp \left[-0.75 k_0 h \right]} \quad (5.18)$$

5.3.2 Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen

5.3.2.1 Wellenbrechen

Um den Einfluß des Wellenbrechens auf die Wellenhöhenentwicklung über dem Vorstrand zu bestimmen, wurde:

- die Wellenhöhe der anlaufenden Wellen im Nahfeld aus der Wellenhöhe im Fernfeld mit dem Shoalingansatz nach SHUTO (Gl. 5.14) ermittelt. Dabei wurde vorausgesetzt, daß die Wellen nicht brechen.
- die kritische Wellenhöhe im Nahfeld aus dem Ansatz nach WILLIAMS (Gl. 5.17) unter Berücksichtigung der Vorstrandneigung nach GODA (Gl. 5.18) berechnet.

Ein Vergleich der kritischen Wellenhöhen mit den im Nahfeld zu erwartenden Wellenhöhen ist in Abb. 5.9 dargestellt. Aufgetragen sind die relativen Wellenhöhen H/h und die Wellensteilheit H/L_0 jeweils über der relativen Wassertiefe h/L_0 . Für regelmäßige Wellen wurde die mittlere Wellenhöhe H_m und für Wellenspektren die maximale Wellenhöhe H_{max} verwendet.

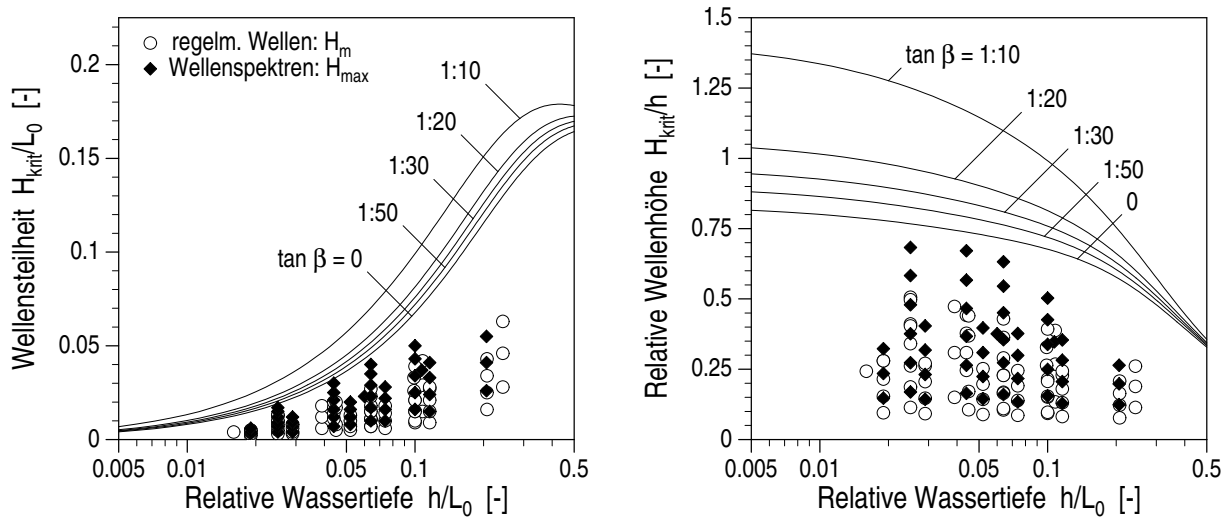


Abb. 5.9: Vergleich der untersuchten Wellenhöhe im Nahfeld mit der kritischen Wellenhöhe

Abb. 5.9 zeigt, daß die im GWK untersuchten Wellenhöhen ausnahmslos unter der kritischen Wellenhöhe liegen. Somit trat kein Wellenbrechen über dem Vorstrand auf. Dieses Ergebnis deckt sich mit den visuellen Beobachtungen während der Versuche im GWK.

5.3.2.2 Shoaling und Reibungsverluste

Für nichtbrechende Wellen wird der Zusammenhang zwischen der Höhe der anlaufenden Wellen im Fernfeld H_0 und der Wellenhöhe im Nahfeld unter Berücksichtigung von Shoaling und Wellendämpfung infolge Sohl- und Wandreibung beschrieben durch:

$$\begin{aligned} \text{anlaufende Wellen:} \quad H_i &= H_0 K_s K_d \\ \text{reflektierte Wellen:} \quad H_r &= K_r H_0 \frac{K_s}{K_d} \end{aligned} \quad (5.19)$$

Die Parameter der anlaufenden Wellen im Fernfeld wurden in Abschnitt 5.1 ermittelt, der Reflexionskoeffizient K_r (ebenfalls im Fernfeld analysiert) wird in Abschnitt 5.2 beschrieben.

Die Verluste infolge Sohl- und Wandreibung K_d werden nach dem Ansatz von IWAGAKI & TSUCHIYA (1966) (s. Gl. 5.15) berechnet. Für die vorliegenden Untersuchungen liegt x/L im Bereich 3.0–12.3, wobei L für die Wellenlänge im Nahfeld steht. Der Dämpfungskoeffizient K_d wird iterativ berechnet, um die veränderliche Wassertiefe über dem Vorstrand zu berücksichtigen. Es ergeben sich Verluste von 0.5 % bis 1.4 % ($0.986 \leq K_d \leq 0.995$ für $12.3 \geq x/L \geq 3.0$). Die Zwischenwerte können in guter Näherung interpoliert werden, da der Einfluß der Wellenhöhe gering ist.

Der Shoalingkoeffizient K_s zwischen Fernfeld und Nahfeld wird entweder nach linearer Wellentheorie (lineares Shoaling, s. Gl. 5.13) oder nach dem Ansatz von SHUTO (1974) (nichtlineares Shoaling) bzw. der Näherungsfunktion nach Gl. 5.14 berechnet.

In Abb. 5.10 sind der Shoalingkoeffizient nach linearer Wellentheorie und die „gemessenen“ Shoalingkoeffizienten in Abhängigkeit von der relativen Wassertiefe $k_0 h$ dargestellt. Die Meßwerte wurden aus den durch Reflexionsanalyse bestimmten Wellenhöhen im Nahfeld (s. Abschnitt 4.4) und der Tiefwasserwellenhöhe (nach linearem Shoaling aus der Wellenhöhe im Fernfeld berechnet) gebildet. Die beobachteten Shoalingkoeffizienten sind bei Wellenspektren für alle Werte $k_0 h < 1$ etwas kleiner als die theoretischen Werte. Für regelmäßige Wellen sind die Meßwerte im Bereich $0.2 < k_0 h < 0.5$ etwas kleiner und für $k_0 h < 0.2$ überwiegend größer als die theoretischen Shoalingkoeffizienten.

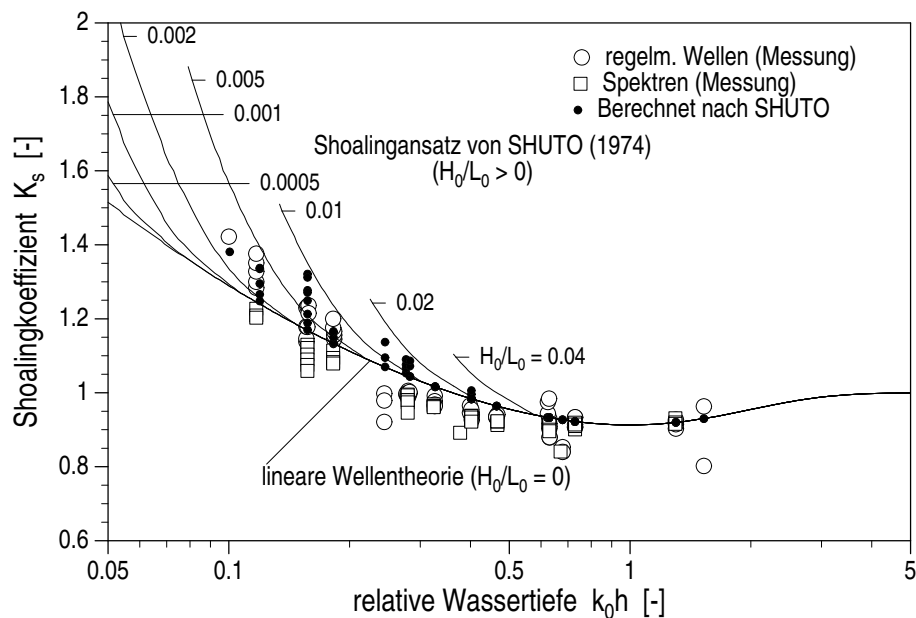


Abb. 5.10: Linearer Shoalingansatz und gemessene Shoalingkoeffizienten für regelmäßige Wellen und Wellenspektren

In Abb. 5.11 sind die mit linearem und nichtlinearem Shoalingansatz nach Gl. 5.19 berechneten theoretischen Wellenhöhen den gemessenen Wellenhöhen im Nahfeld gegenübergestellt.

Der lineare Ansatz unterschätzt regelmäßige Wellen bei geringen relativen Wassertiefen ($k_0 h < 0.2$) um bis zu 10 % und überschätzt Spektren insgesamt leicht um 3.5 %. Die Überschätzung der Spektren nimmt mit zunehmender Wellenhöhe zu.

Der nichtlineare Ansatz überschätzt regelmäßige Wellen insgesamt leicht um 1.6 % und überschätzt Spektren bei relativen Wassertiefen $k_0 h < 0.4$ deutlich um bis zu 20 %. Auch hier nimmt die Überschätzung der Spektren mit zunehmender Wellenhöhe zu, für regelmäßige Wellen tritt dagegen nur eine geringfügige Zunahme der Abweichungen mit zunehmender Wellenhöhe auf.

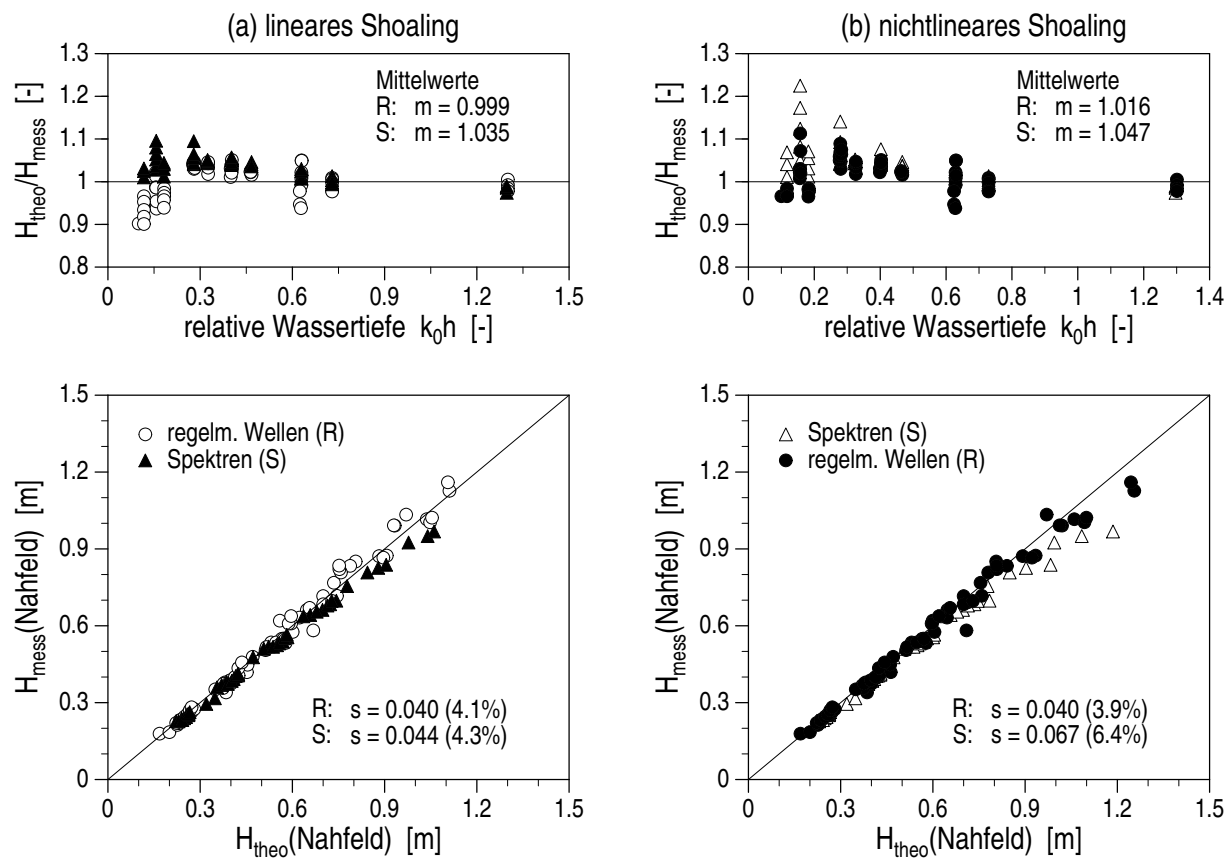


Abb. 5.11: Vergleich gemessener und berechneter Höhen der anlaufenden Wellen im Nahfeld. Berechnung nach (a) linearem und (b) nichtlinearem Shoalingansatz jeweils unter Berücksichtigung der Wand- und Sohlreibung

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die nach Gl. 5.19 berechneten anlaufenden Wellen im Nahfeld bei Verwendung des nichtlinearen Shoalingansatzes nach SHUTO (Gl. 5.14) für regelmäßige Wellen und des linearen Shoalingansatzes für Wellenspektren (Gl. 5.13) weitgehend mit den Meßwerten übereinstimmen.

5.3.2.3 Unsicherheiten der anlaufenden Wellen im Nahfeld

Die Unsicherheit der *gemessenen anlaufenden Wellenhöhe* im Nahfeld entsteht im wesentlichen durch Fehler bei der Reflexionsanalyse (s. Abschnitt 5.2). Darin sind Meßfehler und der Einfluß von Sekundärwellen zumindest teilweise enthalten.

Die Reflexionsanalyse im Fernfeld lieferte für regelmäßige Wellen am Versuchsanfang einen mittleren Fehler von 4.4 % und am Versuchsende von 6.8 %. Die Zunahme wurde auf den Einfluß von Sekundärwellen, die vom Bauwerk ausgehen, zurückgeführt (s. Abschnitt 5.2). Bei der Analyse im Nahfeld kann der Einfluß dieser Sekundärwellen nicht vermieden werden. Hinzu kommen abklingende Sekundärwellen, die nur im Nahfeld die Wellenverhältnisse beeinflussen. Somit ist mit einem Gesamtfehler von mehr als 6.8 % zu rechnen. Außerdem ergab die Refle-

xionsanalyse im Fernfeld eine systematische Unterschätzung der anlaufenden Welle um 1 %. Ein solcher systematischer Fehler ist auch im Nahfeld zu erwarten, u.U. tritt er im Nahfeld ebenfalls verstärkt auf.

Bei Versuchen mit Wellenspektren liegt der Fehler bei der Bestimmung der anlaufenden Wellen in der gleichen Größenordnung wie der systematische Fehler bei regelmäßigen Wellen. Somit ist ein Fehler von $\geq 1\%$ für die anlaufenden Wellen im Nahfeld zu erwarten.

Die Unsicherheit der *theoretischen Wellenhöhe* im Nahfeld setzt sich zusammen aus dem mittleren Fehler bei der Bestimmung der anlaufenden Wellen im Fernfeld (ca. 2 %) und möglichen systematischen Fehlern bei der Beschreibung der Wellentransformation.

Der Fehler bei der Beschreibung der Wellendämpfung durch Wand- und Sohlreibung nach IWAGAKI & TSUCHIYA beträgt 20 – 30 % (GODA, 1968). Bei einer Wellendämpfung von 0.5 – 1.4 % ergibt sich ein Fehler von 0.1 – 0.4 % für die gedämpfte Wellenhöhe.

Bei Verwendung eines geeigneten Shoalingansatzes (lineares Shoaling für Wellenspektren und nichtlineares Shoaling nach SHUTO für regelmäßige Wellen) ist der mittlere Fehler der Shoalingberechnung $\leq 5\%$ (s. Abb. 5.11). Für die Untersuchungen im GWK liegt damit der Fehler für die Wellenhöhe im Nahfeld bei 0.1 – 1.5 %.

Die bei der Bestimmung der anlaufenden Wellen vor dem Bauwerk (i) aus Messungen im Nahfeld (durch Reflexionsanalyse) und (ii) aus Messungen im Fernfeld (mit theoretischen Ansätzen für die Wellentransformation) zu erwartenden Fehler sind in Tab. 5.4 zusammengefaßt. Da für die theoretisch ermittelten Wellenhöhen kleinere Fehler zu erwarten sind, werden die Wellenparameter im Nahfeld bestimmt:

- regelmäßige Wellen: nach Gl. 5.19 unter Verwendung des nichtlinearen Shoalingansatzes nach SHUTO bzw. der Näherung nach Gl. 5.14;
- Wellenspektren: nach Gl. 5.19 unter Verwendung des linearen Shoalingansatzes (Gl. 5.13).

Tab. 5.4: Unsicherheiten bei der Bestimmung der anlaufenden Wellen im Nahfeld

		Wellenhöhe im Fernfeld H_0	Shoaling- koeffizient K_s	Dämpfungs- koeffizient ¹⁾ K_d	Wellenhöhen im Nahfeld	
					anlaufend H_i	reflektiert H_r
regelm. Wellen	a)	2 %	0.1 – 1.5 %	0.1 – 0.4 %	2.2 – 3.9 %	7.1 – 18.4 %
	b)				> 6.8 %	ca. 9.7 – 27.2 %
Wellen- spektren	a)	$\leq 1\%$	0.1 – 1.5 %	0.1 – 0.4 %	1.2 – 2.9 %	2.3 – 5.8 %
	b)				> 1 %	ca. 3.8 – 6.0 %

a) Übertragung der Wellenparameter mit Shoaling- und Dämpfungsansatz vom Fernfeld ins Nahfeld

b) Reflexionsanalyse im Nahfeld

¹⁾ infolge Wand- und Sohlreibung

Der Reflexionskoeffizient K_r erhöht sich im Nahfeld gegenüber dem Fernfeld infolge der Wellendämpfung auf dem Vorstrand und kann aus Gl. 5.19 abgeleitet werden. Danach erhält man

bei Vernachlässigung der nichtlinearen Shoalingeinflüsse, die sich bei der Bestimmung des Reflexionskoeffizienten teilweise aufheben:

$$K_r(\text{Nahfeld}) = \frac{K_r(\text{Fernfeld})}{K_d^2} \quad (5.20)$$

Das Spektrum der anlaufenden Wellen kann im Nahfeld ebenso wie im Fernfeld durch ein TMA-Spektrum nach Gl. 5.5 angenähert werden, da die Wellen auf dem Vorstrand nicht brechen und nur geringe nichtlineare Einflüsse bei der Wellentransformation auftreten.

Die Wellenhöhenverteilung im Spektrum der anlaufenden Wellen wurde aus den lokalen Wellenhöhen vor dem Bauwerk (WP 14–18) ermittelt. Die Kennwerte der Wellenhöhenverteilung sind in Tab. 5.5 zusammengefaßt. Sie entsprechen weitgehend den im Fernfeld ermittelten Verhältniswerten (s. Tab. 5.1), so daß man auch im Nahfeld von einer RAYLEIGH-Verteilung der Wellenhöhen ausgehen kann.

Tab. 5.5: Wellenhöhenverteilung im Spektrum der anlaufenden Wellen im Nahfeld

Wellenhöhen- verhältnis	Sollwert ¹⁾ H/H_{m0}	Mittelwert ²⁾ $H^* = \overline{H/H_{m0}}$	Standardabweichung σ_{H^*}	
H_m/H_{m0}	0.63	0.67	0.029	(8.4 %)
$H_{1/3}/H_{m0}$	1.00	1.02	0.020	(3.8 %)
$H_{1/10}/H_{m0}$	1.27	1.30	0.043	(6.4 %)
H_{max}/H_{m0}	1.50	1.60	0.087	(10.5 %)

¹⁾ theoretischer Verhältniswert für eine RAYLEIGH-Verteilung

²⁾ gemessener Verhältniswert

5.4 Wellenverhältnisse im Nahfeld

Durch Überlagerung der anlaufenden und reflektierten Wellen sowie der zugehörigen sekundären Wellenerscheinungen bildet sich vor dem Bauwerk ein gestörtes, halbstehendes Wellenfeld aus.

Die Kenntnis der Wellenverhältnisse vor dem Bauwerk ist unerlässlich für das Verständnis der Wellenbewegung auf der Bauwerksböschung. Das Ziel der Untersuchungen in diesem Abschnitt ist deshalb die Bestimmung der Wellenparameter im halbstehenden Wellenfeld vor dem Bauwerk als Randbedingung für die hydraulischen Prozesse auf der Wellenbrecherböschung. Insbesondere soll die räumliche Entwicklung der lokalen Wellenhöhe im Nahfeld bestimmt werden.

Ansätze zur Beschreibung teilstehender Wellen

Ansätze zur näherungsweisen Beschreibung des halbstehenden Wellenfeldes auf dem Vorstrand nach linearer Wellentheorie sind in den Abschnitten 3.1 und 3.2 dargestellt. Nichtlineare Ansätze, die auf der Wellentheorie nach STOKES beruhen, wurden von CARRY (1953) bis zur 2.

Ordnung, von GODA (1968) bis zur 3. Ordnung, und von OHYAMA et al. (1994) bis zur 4. Ordnung entwickelt. Eine analytische Beschreibung der Wellenkinematik teilstehender Wellen ist unter Flachwasserbedingungen und für ungleichförmige Wellen (z.B. über geneigter Sohle oder in unmittelbarer Bauwerksnähe) nur näherungsweise möglich.

Lineare Ansätze für die Phasenbeziehungen zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen am Fuß der Bauwerksböschung sind in den Abschnitten 2.2.1 und 3.2 beschrieben.

Vorgehen

Die Beschreibung der Wellenverhältnisse im Nahfeld erfolgt in drei Schritten.

1. Die Phasenbeziehungen zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen, die maßgebend für die räumliche Entwicklung der lokalen Wellenhöhe auf dem Vorstrand sind, werden untersucht.
2. Nichtlineare Einflüsse bei der Überlagerung der anlaufenden und reflektierten Wellen werden analysiert. Es sollen Ansätze zur Beschreibung der maximalen und minimalen Wellenhöhen vor dem Bauwerk sowie der Wellenasymmetrie entwickelt werden.
3. Die linearen Ansätze zur Beschreibung der Wellenverhältnisse im Nahfeld (s. Abschnitt 3.2) sollen überprüft werden.

Dazu wurde die Wasserspiegeleinhüllende im Nahfeld, die die lokale Wellenhöhe und Wellenasymmetrie liefert, durch Simultananalyse und Interpolation (s. Abschnitt 4.2) ermittelt. Im Bereich $1.5 L$ vor dem Bauwerk wurden die minimalen und maximalen Wasserspiegelauslenkungen an 25 äquidistanten Punkten aus dem für den jeweiligen Zeitpunkt rekonstruierten Verlauf der Wasserspiegellinie bestimmt. Diese Punkte bilden zusammen mit dem höchsten und tiefsten Wellenaufwurf auf der Deckschicht die Stützstellen für die Interpolation der Wasserspiegeleinhüllenden durch einen kubischen Spline.

Der Koordinatenursprung für die Beschreibung der Wellenverhältnisse im Nahfeld liegt im Schnittpunkt des Ruhewasserspiegels mit der Wellenbrecherböschung (s. Abb. 3.4). Die Übertragung der absoluten Koordinaten im GWK (mit $X = 0$ an der Ruheposition der Wellenklappe und $Z = 0$ auf Höhe der Kanalsohle) erfolgt durch:

$$\begin{aligned} x &= 244.75 + \frac{h}{\tan \alpha} - X \\ z &= Z - 2.0 - h \end{aligned} \quad (5.21)$$

Einige Beispiele der Wasserspiegeleinhüllenden vor dem Bauwerk sind in Abb. 5.12 und Abb. 5.13 für verschiedene Wellenparameter dargestellt.

5.4.1 Phasenwinkel zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen

Im Schwebungsbauch der Wasserspiegeleinhüllenden vor dem Bauwerk (x -Position mit der größten Wellenhöhe) wurde ein Phasenversatz $\Delta\gamma = -2\pi$ zwischen anlaufender und reflektierter Welle angesetzt. Unter Berücksichtigung der Vorstrandneigung nach Gl. 3.22 wurde der

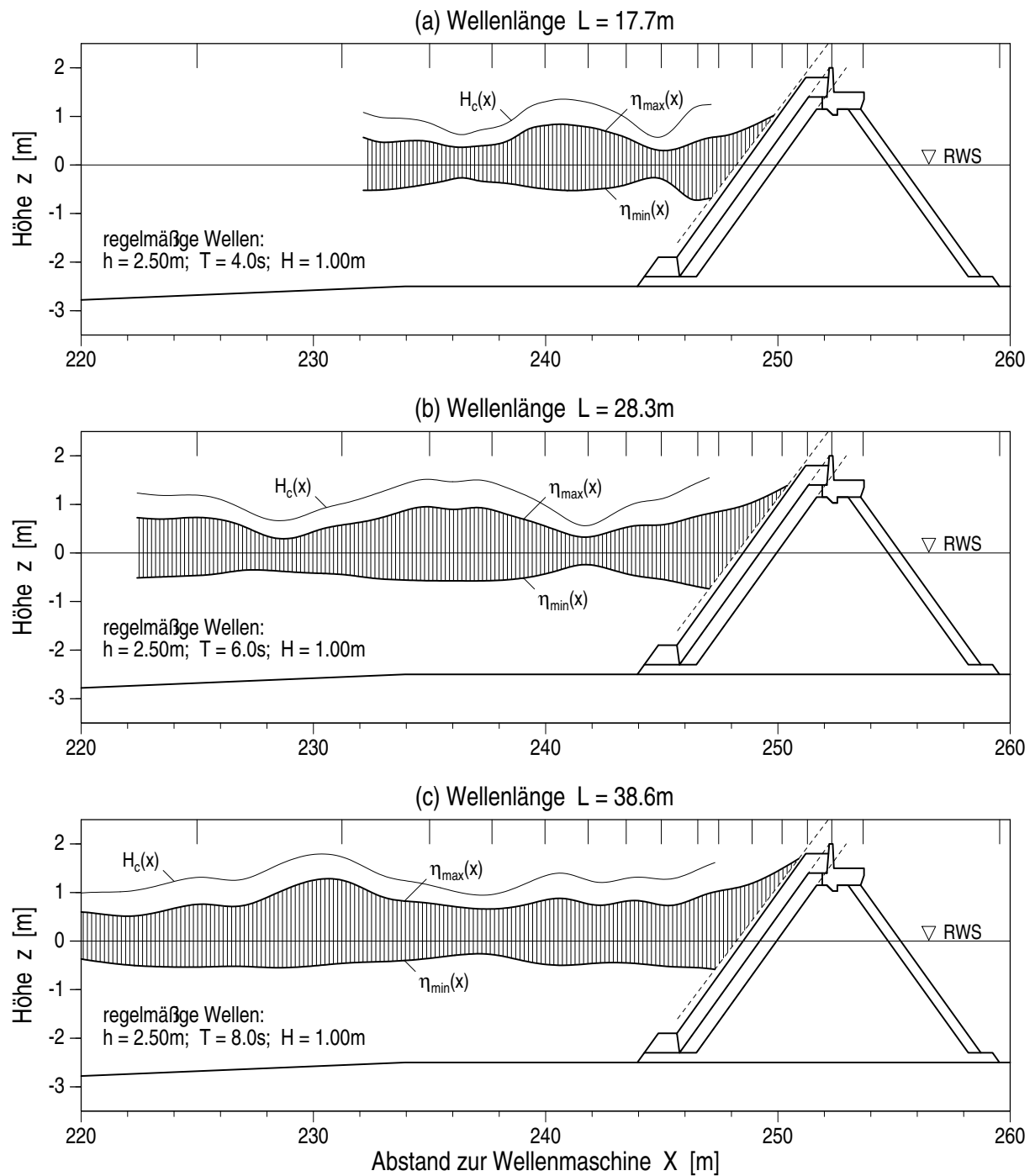


Abb. 5.12: Einfluß der Wellenlänge auf den Verlauf der Wasserspiegeleinhüllenden $\eta_{\max}(x)$ und $\eta_{\min}(x)$ sowie der Wellenhöhe $H_c(x)$ vor dem Bauwerk für regelmäßige Wellen ($h = 2.50\text{ m}$, $T = 4.0 - 8.0\text{ s}$, $H = 1.00\text{ m}$)

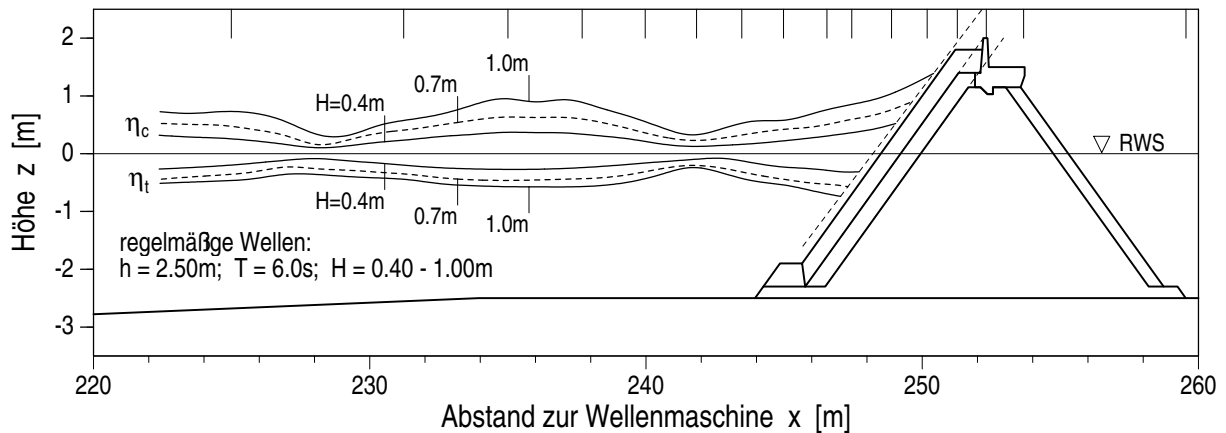


Abb. 5.13: Einfluß der Wellenhöhe auf den Verlauf der Wasserspiegeleinhüllenden $\eta_{max}(x)$ und $\eta_{min}(x)$ vor dem Bauwerk für regelmäßige Wellen ($h = 2.50\text{ m}$, $T = 6.0\text{ s}$, $H = 0.40 - 1.00\text{ m}$)

Phasenversatz $\Delta\gamma(l_b)$ am theoretischen Fußpunkt der Wellenbrecherböschung ($x = h \cot \alpha$) bestimmt.

Der Phasenversatz $\Delta\gamma(l_b)$ ist in Abb. 5.14 über der relativen Böschungslänge (unter Annahme von Flachwasserverhältnissen mit $kl_b = \omega\sqrt{h/g} \cot \alpha$) aufgetragen. Der gemessene Phasenwinkel kann durch Gl. 2.25 angenähert werden. Mit den durch Regression ermittelten Koeffizienten $\kappa_{\Delta\gamma,1} = 0.66$ und $\kappa_{\Delta\gamma,2} = 1.10$ ergibt sich eine Standardabweichung $\sigma_{\Delta\gamma} = 0.25$ (8.9 %). Zum Vergleich sind die Näherung nach Gl. 2.23, die theoretische Lösung nach LAMB (1932) (Gl. 2.24) sowie die Ergebnisse von HUGHES & FOWLER (1995) und SUTHERLAND & O'DONOGHUE (1998) (s. Gl. 2.25) dargestellt.

Der Ansatz von HUGHES & FOWLER liefert eine gute Abschätzung des Phasenversatzes für $kl_b \leq 0.75$, überschätzt ihn jedoch für längere Böschungen. Im Gegensatz dazu scheint der Ansatz von SUTHERLAND & O'DONOGHUE für $kl_b \geq 0.75$ geeignet und unterschätzt den Phasenwinkel bei kürzeren Böschungslängen. Die Phasenwinkel nach LAMB stimmen für große relative Böschungslängen ($kl_b > 1.6$) mit den Messwerten überein. Mit abnehmender relativer Böschungslänge wird der Phasenversatz jedoch zunehmend unterschätzt.

Mögliche Ursachen für die mit abnehmender relativer Böschungslänge (bzw. mit zunehmender Wellenlänge) zunehmenden Differenzen zwischen dem theoretischen Phasenversatz $\Delta\gamma$ (Gl. 2.24) und den Meßwerten sind:

1. landwärtige Verschiebung des tatsächlichen Reflexionspunktes gegenüber dem theoretischen Reflexionspunkt im Schnittpunkt des RWS mit der Böschungsoberfläche durch:
 - (a) Reflexionen an den Schichtgrenzen zum Filter und zum Wellenbrecherkern und Reflexionen an der landseitigen Böschung die bei langen Wellen verstärkt auftreten.
 - (b) Einfluß des Wellenaufbaus, d.h. der horizontalen Partikelauslenkungen auf der Böschungsoberfläche.

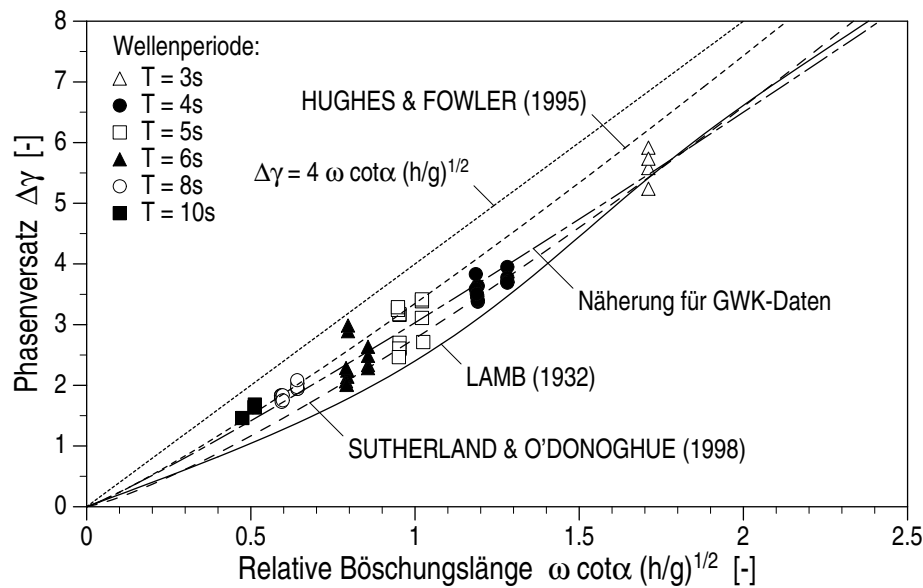


Abb. 5.14: Vergleich des gemessenen Phasenwinkels zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen $\Delta\gamma$ am Böschungsfuß mit den Näherungen nach HUGHES & FOWLER (1995) und SUTHERLAND & O'DONOGHUE (1998) sowie der theoretischen Lösung nach LAMB (1932) und einer aus der linearen Wellentheorie abgeleiteten Näherung

2. Abweichungen der wirksamen Böschungsneigung von der tatsächlichen Böschungsneigung $\tan \alpha = 1/1.5$ durch den Einfluß der Fußvorlage, die mit zunehmender Wellenlänge (Flachwassereinfluß) eine Abflachung der mittleren Böschungsneigung bewirkt.
3. verzögerte Generierung der reflektierten Wellen infolge der Wellenbewegung auf der Böschung.

Die Plausibilität der voranstehenden drei mögliche Ursachen wird im folgenden überprüft:

1. Um die bei der Wellenperiode $T = 10 \text{ s}$ aufgetretenen maximalen Differenzen zwischen Meßwerten und theoretischem Phasenversatz zu kompensieren, muß der Reflexionspunkt um 2.5 m landwärts (in das Bauwerk) verschoben werden. Der horizontale Abstand von der Oberfläche der Deckschicht zum Wellenbrecherkern beträgt 1.44 m . Somit sind Reflexionseinflüsse an den Schichtgrenzen der seeseitigen Böschung als Ursache ausgeschlossen. Auch die Reflexionen an der landseitigen Böschung sind als Ursache auszuschließen, da im Abschnitt 5.2 bereits festgestellt wurde, daß die Reflexion maßgeblich durch die Prozesse auf der seeseitigen Böschung und nicht durch die internen Strömungsprozesse beeinflusst wird. Schließlich liefert auch der Wellenauflauf keine plausible Erklärung, da (i) die horizontalen Partikelauslenkungen selbst beim höchsten Wellenauflauf nicht 2.5 m erreichen und weil (ii) weder der Phasenversatz noch die Abweichungen gegenüber den theoretischen Werten von der Wellenhöhe abhängen.
2. Bei einer wirksamen Böschungsneigung $\tan \alpha \approx 1/3$ wird der Phasenversatz für Wellenperioden $T = 10 \text{ s}$ richtig abgeschätzt, d.h. die Böschungslänge verdoppelt sich. Die

Berme der Fußvorlage ist jedoch nur 0.8 m lang (entspricht 20 % der Böschungslänge). Somit kann auch der Einfluß der Fußvorlage die Abweichungen zwischen dem theoretischen Phasenversatz und den beobachteten Werten nicht erklären.

3. Verzögerungen bei der Entstehung der reflektierten Wellen, die in einer Größenordnung von 10 % der Wellenperiode liegen, entsprechen der Differenz zwischen theoretischem und gemessenem Phasenversatz. Die Annahme einer solchen „Verweilzeit“ auf der Böschung erscheint realistisch. Sie wird deshalb als Ursache für die Differenzen zwischen gemessenem und theoretischem Phasenversatz betrachtet.

Die Verzögerung beim Reflexionsprozeß Δt ist in Abb. 5.15 a dargestellt. Die dimensionslose Verzögerung $\omega \Delta t$ wird in Abhängigkeit von der relativen Böschungslänge kl_b beschrieben durch:

$$\omega \Delta t = \frac{0.7}{0.3 (kl_b)^2 + 1} \quad ; \quad 0.2 \leq kl_b \leq 2.5 \quad (5.22)$$

Der Phasenversatz $\Delta \gamma(l_b)$ zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen am Fuß der Bauwerksböschung ergibt sich aus der Summe des theoretischen Phasenwinkels nach LAMB (Gl. 2.24) und des Phasenwinkels $\omega \Delta t$ nach Gl. 5.22. Die so ermittelten Phasenwinkel sind in Abb. 5.15 b den gemessenen Phasenwinkeln gegenübergestellt. Die Meßwerte weisen gegenüber den berechneten Werten eine Standardabweichung $\sigma_{\Delta \gamma} = 0.25$ (8.9 %) auf und haben einen Korrelationskoeffizienten $r = 0.973$. Die Streuung ist im wesentlichen auf Unsicherheiten bei der Bestimmung des Schwebungsbauchs der Wasserspiegeleinhüllenden in dem durch Sekundärwellen gestörten halbstehenden Wellenfeld vor dem Bauwerk zurückzuführen. Ein systematischer Einfluß der Wellenhöhe oder der Reflexion auf den Phasenwinkel zwischen anlaufender und reflektierter Welle konnte nicht festgestellt werden.

Der für die Beschreibung des Wellenfeldes vor dem Bauwerk erforderliche Phasenwinkel γ (s. Abschnitt 3.2) ergibt sich nach Gl. 3.52 für relative Böschungslängen $0.2 \leq kl_b \leq 2.5$ und unter Berücksichtigung der verzögerten Reflexion (Gl. 5.22) zu:

$$\gamma = \arctan \left[\frac{\omega}{k \sqrt{gh}} \frac{J_1 \left(\frac{2\omega}{\tan \alpha} \sqrt{\frac{h}{g}} \right)}{J_0 \left(\frac{2\omega}{\tan \alpha} \sqrt{\frac{h}{g}} \right)} \right] + \frac{0.35}{0.3 (kl_b)^2 + 1} - kl_b \quad (5.23)$$

Der Phasenwinkel γ kann auch durch Gl. 5.24 beschrieben werden, die im Bereich $0.2 \leq kl_b \leq 2.2$ die gleichen Verzögerungen beim Reflexionsprozeß prognostiziert wie Gl. 5.23. Gl. 5.23 hat gegenüber Gl. 5.24 den Vorteil, daß die Verzögerung als eigenständiger Term erscheint, was ihrer Rolle als zusätzlicher hydraulischer Prozeß, der losgelöst ist von der Wellenausbreitung auf der Böschung, entspricht. Dafür liefert Gl. 5.24 auch für steile Böschungen ($kl_b \rightarrow 0$) plausible Werte.

$$\gamma = \arctan \left[\frac{\omega}{k \sqrt{gh}} \frac{J_1 \left(\frac{2\omega}{\tan \alpha} \sqrt{\frac{h}{g}} \right)}{J_0 \left(\frac{2\omega}{\tan \alpha} \sqrt{\frac{h}{g}} \right)} \right] \frac{1}{1 - 0.7 \exp(-1.25 kl_b)} - kl_b \quad (5.24)$$

Für den Zusammenhang zwischen Meß- und Rechenwerten wurden ebenfalls eine Standardabweichung $\sigma_{\Delta \gamma} = 0.25$ (8.9 %) und ein Korrelationskoeffizienten $r = 0.973$ ermittelt.

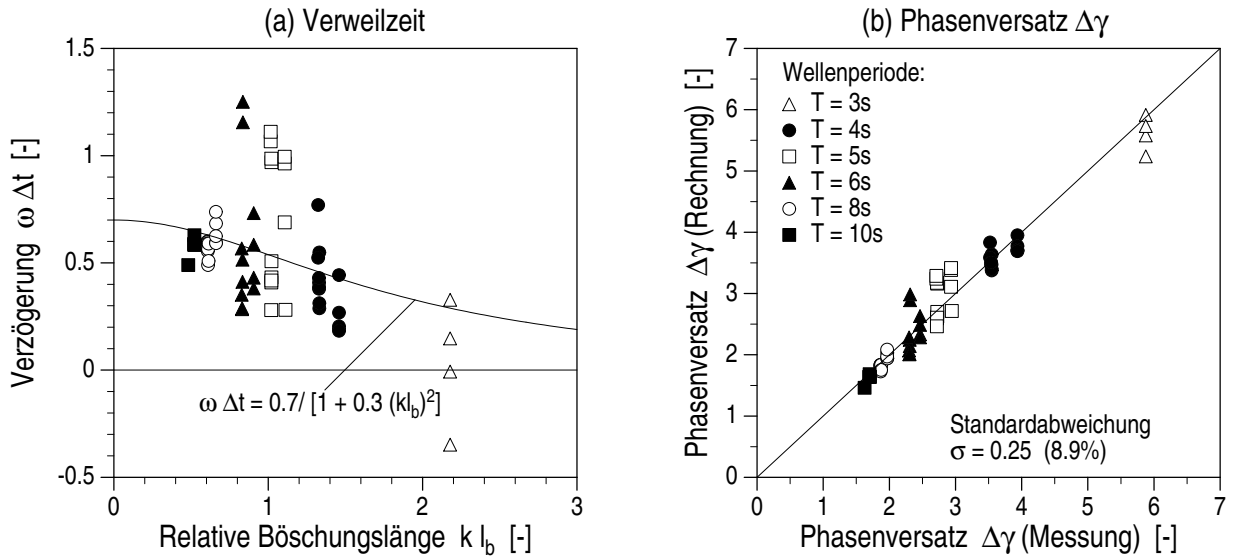


Abb. 5.15: Phasenversatz $\Delta \gamma(l_b)$ zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen am Böschungsfuß: (a) Verzögerung bei der Entstehung der reflektierten Welle (Verweilzeit auf der Böschung) (b) Vergleich des gemessenen und unter Berücksichtigung der Verzögerung berechneten Phasenversatzes;

5.4.2 Nichtlineare Einflüsse

Nach linearer Wellentheorie ist die Wellenhöhe im Schwebungsbauch eines halbstehenden Wellenfeldes $H_{c,max} = (H_i + H_r)$ und im Schwebungsknoten $H_{c,min} = (H_i - H_r)$.

Schwebungsbauch: Durch nichtlinearer Wechselwirkungen zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen ist die Wellenhöhe im Schwebungsbauch $H_{c,max}$ unter Tiefwasserbedingungen (TW) größer und unter Flachwasserbedingungen (FW) kleiner als $(H_i + H_r)$. Die Abweichungen der mit STOKES (3. Ordnung) nach GODA (1968) berechneten Wellenhöhen gegenüber dem linearen Ansatz können näherungsweise für *Tief- und Flachwasserverhältnisse* beschrieben werden:

$$\left(\frac{H_{c,max}}{H_i (1 + K_r)} \right)_{TW} = 1 + 10 K_r^{4/3} \left(\frac{H_i}{L} \right)^2 \quad (5.25)$$

$$\left(\frac{H_{c,max}}{H_i (1 + K_r)} \right)_{FW} = 1 - \left[\frac{1}{6} - \frac{2}{3} (K_r - 0.5)^2 \right] \frac{\Pi^2}{\Pi^2 + 0.25} \quad (5.26)$$

Im *Übergangsbereich* kann die Wellenhöhe im Schwebungsbauch durch Interpolation zwischen Gl. 5.25 und Gl. 5.26 ermittelt werden:

$$\begin{aligned} \left(\frac{H_{c,max}}{H_i (1 + K_r)} \right) &= \left(\frac{H_{c,max}}{H_i (1 + K_r)} \right)_{FW} \\ &+ \left[\left(\frac{H_{c,max}}{H_i (1 + K_r)} \right)_{TW} - \left(\frac{H_{c,max}}{H_i (1 + K_r)} \right)_{FW} \right] \tanh^2 kh \end{aligned} \quad (5.27)$$

Die Näherung nach Gl. 5.27 weist gegenüber der theoretischen Wellenhöhe nach GODA eine Standardabweichung von 1.6 % auf.

Die Abweichungen der Wellenhöhe im Schwebungsbauch $H_{c,max}$ nach STOKES (3. Ordnung) gegenüber der linearen Wellenhöhe ($H_i + H_r$) sind in Abb. 5.16 in Abhängigkeit von der Nichtlinearität der anlaufenden Wellen und vom Reflexionsgrad für Tief- (nach Gl. 5.25) und Flachwasserwellen (nach Gl. 5.26) dargestellt. Die gemessenen Wellenhöhen im Schwebungsbauch der Wasserspiegeleinhüllenden sind dem Reflexionsgrad entsprechend markiert. Gegenüber den nach Gl. 5.27 berechneten Wellenhöhen sind die Meßwerte im Mittel um 1.1 % größer und haben eine Standardabweichung von 0.058 (5.8 %). Die Streuung der Meßwerte ist auf sekundäre Wellen im Nahfeld zurückzuführen, deren Einfluß etwa in der gleichen Größenordnung liegt wie die nichtlinearen Wechselwirkungen zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen.

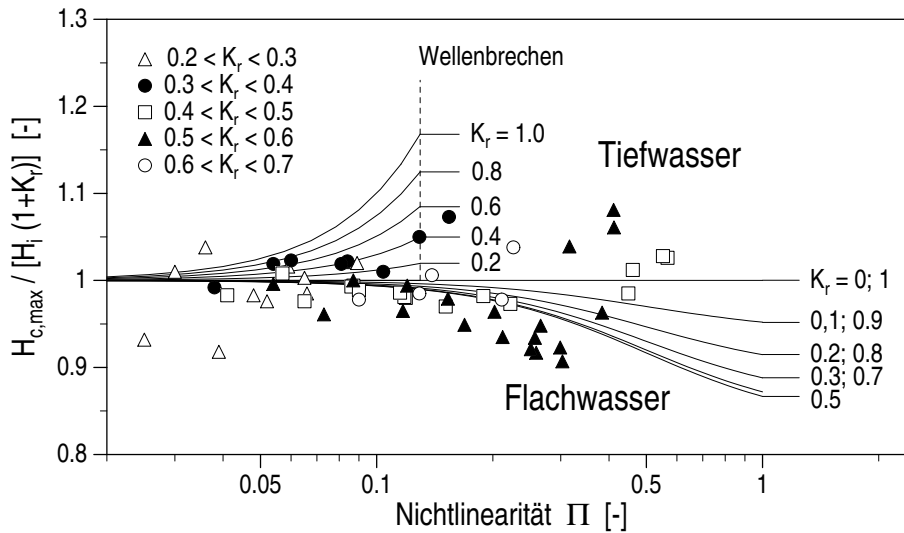


Abb. 5.16: Variation der maximalen Wellenhöhe $H_{c,max}$ im halbstehenden Wellenfeld infolge nichtlinearer Einflüsse gegenüber der Wellenhöhe nach linearer Wellentheorie

Schwebungsknoten: Mit zunehmender Nichtlinearität der Wellen nimmt die Wellenhöhe im Schwebungsknoten zu und erreicht schließlich nahezu H_i . Die mit STOKES (3. Ordnung) nach GODA berechnete relative Wellenhöhe im Schwebungsknoten $H_{c,min}/H_i$ kann für $\Pi < 0.5$ näherungsweise beschrieben werden:

$$\frac{H_{c,min}}{H_i} = 1 - (2\Pi - 1)^2 + \frac{4}{1 - K_r} \left[\Pi - \frac{1}{2}(1 - K_r) \right]^2 \quad (5.28)$$

Dabei beschreibt der erste Term $(1 - (2\Pi - 1)^2)$ die minimale Wellenhöhe im stehenden Wellenfeld ($K_r = 1$). Der Einfluß der Reflexion auf die minimale Wellenhöhe teilstehender Wellen wird durch den zweiten Term beschrieben. Für fortschreitende Wellen ($K_r = 0$) ergibt sich $H_{c,min}/H_i = 1$. Die Standardabweichung der Näherung nach Gl. 5.28 gegenüber den theoretischen Werten nach GODA beträgt 4.9 %.

Das Verhältnis der mittleren Wellenhöhe im ersten und zweiten Schwebungsknoten vor dem Bauwerk zur anlaufenden Wellenhöhe $H_{c,min}/H_i$ ist in Abb. 5.17 über der Nichtlinearität Π der

anlaufenden Wellen aufgetragen, außerdem ist der Verlauf von $H_{c,min}/H_i$ nach Gl. 5.28 (für $K_r = 0 \rightarrow 1$) dargestellt. Meßwerte und theoretischen Werte stimmen für $\Pi \leq 0.15$ annähernd überein, bei größerer Nichtlinearität wird die Wellenhöhen $H_{c,min}$ durch Gl. 5.28 deutlich überschätzt. Die Streuung der Meßwerte ist auf den großen relativen Einfluß sekundärer Wellen auf die Wellenhöhe im Schwebungsknoten zurückzuführen. Die systematischen Abweichungen für $\Pi > 0.25$ zeigen die Anwendungsgrenzen der Wellentheorie nach STOKES (3. Ordnung).

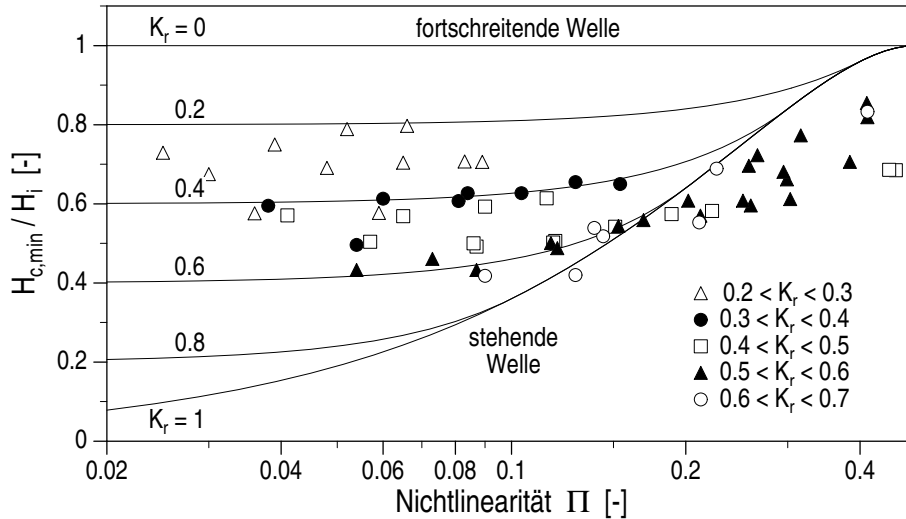


Abb. 5.17: Abweichung der minimalen Wellenhöhe $H_{c,min}$ im halbstehenden Wellenfeld gegenüber der anlaufenden Welle durch Reflexion und nichtlinearer Einflüsse

Minimale und maximale Wellenhöhen im halbstehenden Wellenfeld: Eine Gegenüberstellung der im Schwebungsbauch gemessenen Wellenhöhe $H_{c,max}$ mit der nach linearer Wellentheorie zu erwartenden Wellenhöhe $H_i(1 + Kr)$ sowie der gemessenen Wellenhöhe im Schwebungsknoten $H_{c,min}$ mit der theoretischen Wellenhöhe nach Gl. 5.28 ist in Abb. 5.18 dargestellt.

Die Meßwerte der maximalen Wellenhöhen $H_{c,max}$ sind im Mittel um 1 % kleiner als die Werte der linearen Näherung und haben eine Standardabweichung von 4.8 %. Somit kann $H_{c,max}$ im Nahfeld durch den linearen Ansatz beschrieben werden. Die damit verbundenen Unsicherheiten sind im wesentlichen auf den Einfluß sekundärer Wellen und nicht auf das Vernachlässigen nichtlinearer Wechselwirkungen zurückzuführen.

Die gemessenen Wellenhöhen im Schwebungsknoten sind im Mittel um 15 % kleiner als die theoretischen Werte nach Gl. 5.28 und haben eine Standardabweichung von 0.111 m (13.1 %). Durch eine empirische Korrektur der Wellenhöhe $H_{c,min}(\text{Theorie})$ nach Gl. 5.28 können die beobachteten Wellenhöhen angenähert werden:

$$H_{c,min}(\text{Messung}) = H_{c,min}(\text{Theorie}) - 0.24 [H_{c,min}(\text{Theorie})]^2$$

Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, daß der relative Einfluß sekundärer Wellen im Schwebungsknoten besonders groß ist und daß die Abweichungen gegenüber den theoretischen Werten wesentlich durch das Vorgehen bei der Bestimmung der Wellenhöhe $H_{c,min}$ beeinflusst werden. Eine genauere Beschreibung der minimalen Wellenhöhe im Nahfeld ist unter diesen Umständen nicht möglich.

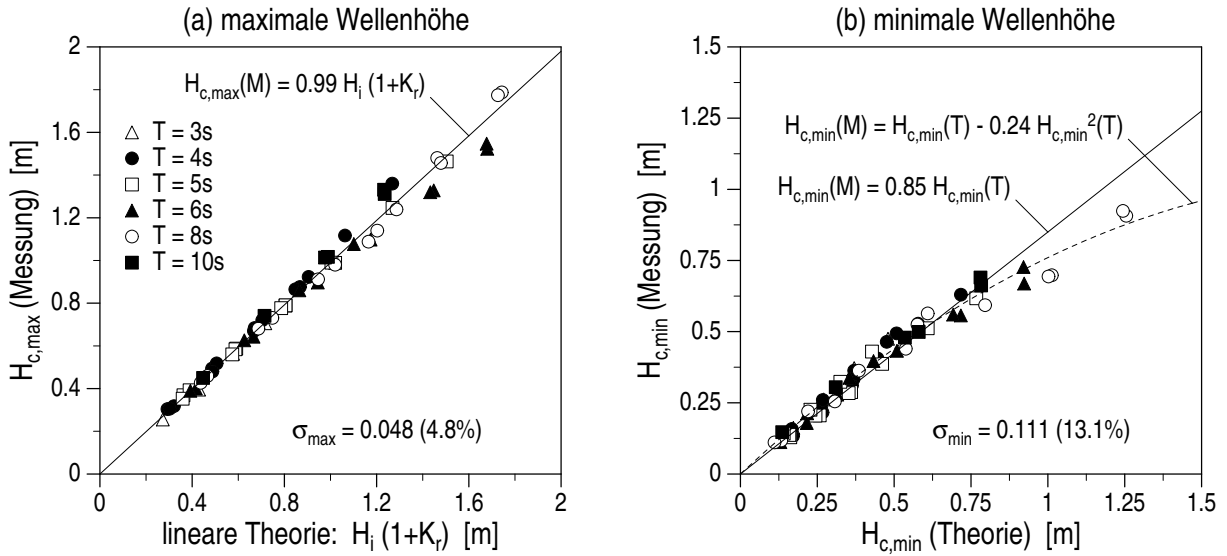


Abb. 5.18: Vergleich der maximalen und minimalen Wellenhöhe im halbstehenden Wellenfeld mit theoretischen Werten ($H_{c,max}$ nach linearer Wellentheorie und $H_{c,min}$ nach STOKES, 3. Ordnung)

Wellenasymmetrie: Die Wellenasymmetrie stehender Wellen $\eta_{max}/H_{c,max}$ (mit $K_r = 1$) entspricht nach GODA (1968) (Wellentheorie nach STOKES, 3. Ordnung) der Asymmetrie fortschreitender Wellen ($K_r = 0$) und wird durch Gl. 5.7 angenähert. Für teilstehenden Wellen ($0 < K_r < 1$) ist eine geringfügige Reduktion der Asymmetrie zu erwarten, die für $K_r = 0.5$ ein Maximum erreicht und ca. 5 % beträgt.

In Abb. 5.19 ist die Wellenasymmetrie $\eta_{c,max}/H_{c,max}$ im ersten Schwebungsbauch der Wasserspiegeleinhüllenden vor dem Bauwerk über der Nichtlinearität der anlaufenden Wellen aufgetragen. Dargestellt ist auch die theoretische Asymmetrie fortschreitender Wellen η_{max}/H nach Gl. 5.7. Die beobachtete Wellenasymmetrie im Schwebungsbauch ist deutlich kleiner als die nach GODA zu erwartende Asymmetrie teilstehender Wellen. Die Meßwerte können durch eine empirische Korrektur der theoretischen Asymmetrie fortschreitender Wellen (Gl. 5.7) angenähert werden:

$$\frac{\eta_{c,max}}{H_{c,max}} = \frac{1}{6} + \frac{2}{3} \frac{\eta_{max}}{H} \quad (5.29)$$

Ein Einfluß der Reflexion auf die Wellenasymmetrie ist nicht feststellbar. Die Messungen liefern im Mittel um 1.7 % größere Werte als die Näherung nach Gl. 5.29 und haben eine Standardabweichung von 2.3 %.

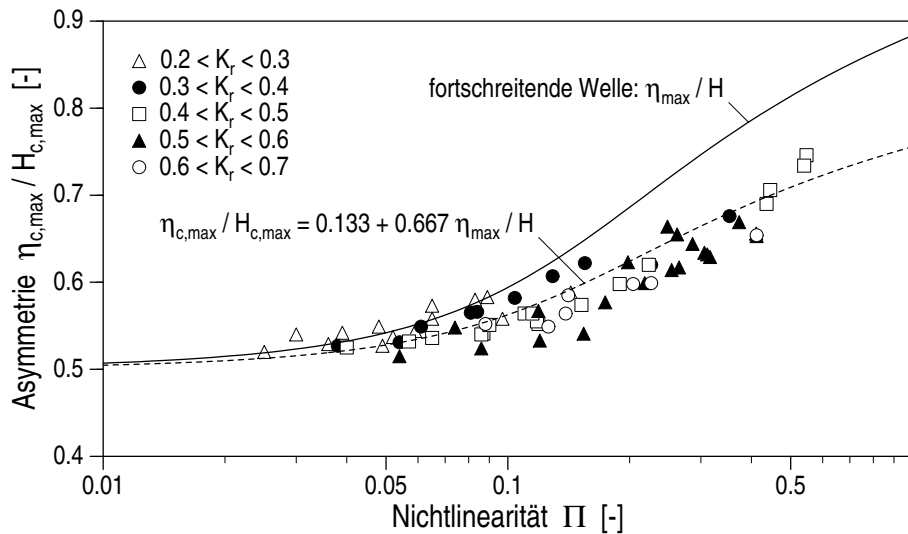


Abb. 5.19: Wellenasymmetrie im ersten Schwebungsbauch vor dem Bauwerk

5.4.3 Lokale Wellenhöhe auf dem Vorstrand

Die auf dem Vorstrand gemessenen Wellenhöhen wurden in Abb. 5.20 über dem ortsabhängigen Phasenwinkel zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen aufgetragen, der Bereich der Wellenbrecherböschung ($\Delta\gamma/(2\pi) < 0.25$) wurde dabei nicht betrachtet. Die lokalen Wellenhöhen wurden durch Wellenanalyse (s. Abschnitt 4.4) bestimmt. Der Phasenwinkel $\Delta\gamma$ wurde unter Berücksichtigung des Einflusses der Wellenbrecherböschung und der Vorstrandneigung nach Gl. 3.42 (mit γ nach Gl. 5.23) ermittelt.

Regelmäßige Wellen: In Abb. 5.20 a wurde die lokale Wellenhöhe $H_c(x)$ auf die maximale Wellenhöhe im Nahfeld nach linearer Wellentheorie ($H_i(1 + K_r)$) bezogen. Im Schwebungsbauch ($\Delta\gamma = n\pi$ mit $n = 0, 2, 4, \dots$) strebt $H_c/(H_i(1 + K_r))$ gegen 1 und variiert im Schwebungsknoten ($\Delta\gamma = n\pi$ mit $n = 1, 3, 5, \dots$) in Abhängigkeit vom Reflexionskoeffizienten zwischen 0 und 1. Entsprechend groß ist die Streuung der minimalen relativen Wellenhöhen für regelmäßige Wellen in Abb. 5.20.

Die bei den Versuchen mit regelmäßigen Wellen gemessenen Wellenhöhen auf dem Vorstrand sind im Mittel um 1.7 % größer als die nach Gl. 3.42 berechneten Werte und haben eine Standardabweichung von 0.093 m (15.2 %).

Die für regelmäßige Wellen erzielte gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten lokalen Wellenhöhen auf dem Vorstrand bestätigt die im Fernfeld ermittelten Wellenparameter ebenso wie das Vorgehen bei der Beschreibung der Wellentransformation auf dem Vorstrand (Shoaling und Reibungsverluste), der Wellenreflexion und der Phasenbeziehungen am Fuß der Bauwerksböschung. Die Unsicherheiten bei der Analyse und bei der Beschreibung dieser Prozesse sowie die Störeinflüsse durch sekundäre Wellen spiegeln sich in den Abweichungen in Abb. 5.20 a wieder. Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Größe der Abweichungen maßgeblich durch die Schwierigkeiten bei der Reproduktion der minimalen Wellenhöhen im

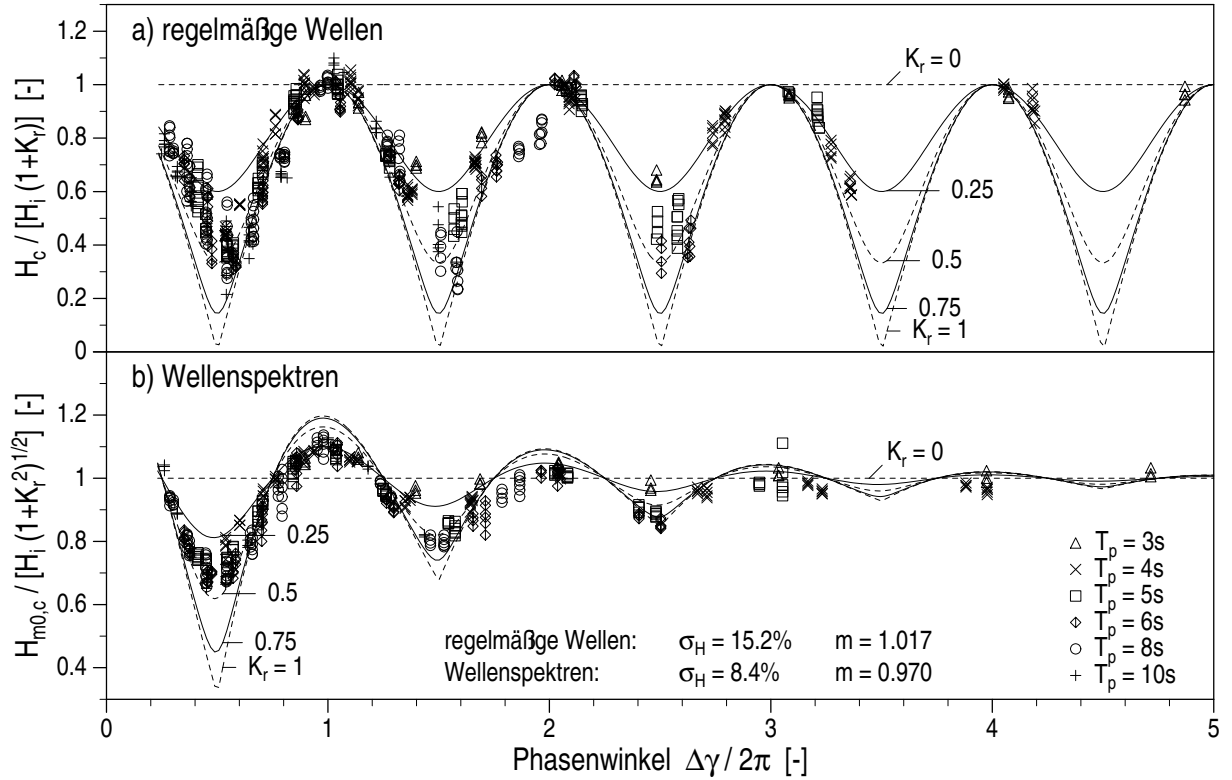


Abb. 5.20: Relative Wellenhöhen im halbstehenden Wellenfeld auf dem Vorstrand für (a) regelmäßige Wellen und (b) Wellenspektren

Nahfeld bestimmt wird, die sich einer theoretischen Beschreibung weitgehend entziehen. Insbesondere wenn das Hauptinteresse der maximalen Wellenhöhe gilt, liefert Gl. 3.42 eine treffende Beschreibung der lokalen Wellenverhältnisse im Nahfeld, deren Genauigkeit maßgeblich von den Unsicherheiten bei der Bestimmung der anlaufenden Wellenhöhe H_i und des Reflexionskoeffizienten K_r abhängt.

Wellenspektren: In Abb. 5.20 b wurde die lokale signifikante Wellenhöhe $H_{m0,c}(x)$ auf die mittlere lokale Wellenhöhe $H_{m0,i} \sqrt{1 + K_r^2}$ (bei vollständiger Auflösung der Phasenbeziehungen zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen) bezogen. In Anlehnung an KLOPMAN & VAN DER MEER (1999) wurde eine exponentielle Dämpfungsfunktion verwendet, um die abklingende Phasenbeziehung zu beschreiben:

$$\frac{H_{m0,c}(x)}{H_{m0,i} \sqrt{1 + K_r^2}} = \left[\frac{H_c(x)}{H_{m0,i} \sqrt{1 + K_r^2}} - 1 \right] \exp \left(-\frac{3}{4} \frac{\Delta\gamma}{2\pi} \right) + 1 \quad (5.30)$$

Die Wellenhöhe $H_c(x)$ und der Phasenwinkel $\Delta\gamma$ in Gl. 5.30 sind durch Gl. 3.42 gegeben.

Die signifikanten Wellenhöhen bei den Versuchen mit Wellenspektren sind im Mittel um 3 % kleiner als die Werte nach Gl. 5.30, die Standardabweichung beträgt 0.045 m (8.4 %).

Die Ergebnisse mit Wellenspektren zeigen, daß die räumliche Entwicklung der signifikanten Wellenhöhe H_{m0} in unmittelbarer Bauwerksnähe mit den für regelmäßige Wellen entwickelten Ansätzen zur Beschreibung der Phasenbeziehung zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen unter Verwendung der Peak–Periode T_p beschrieben werden kann. Ab einem Abstand von etwa zwei Wellenlängen zum Reflexionspunkt sind die Wellenhöhenschwankungen um den Mittelwert $H_i \sqrt{1 + K_r^2}$ vernachlässigbar. Insgesamt liefert die Beschreibung der lokalen signifikanten Wellenhöhe nach Gl. 3.42 und Gl. 5.30 geringere Abweichungen gegenüber den Meßwerten als die der mittleren Wellenhöhe für regelmäßige Wellen, weil (i) die signifikante Wellenhöhe ein stabilerer Wellenparameter als die mittlere Wellenhöhe ist, der weniger empfindlich auf Störeinflüsse reagiert, und (ii) die Reflexionsanalyse für Wellenspektren mit einer geringeren Unsicherheit behaftet ist.

5.5 Zusammenfassung und Bewertung

5.5.1 Zusammenfassung

Die Beschreibung der Wellenverhältnisse vor dem Bauwerk umfaßte (i) die anlaufenden Wellen im Fernfeld (Abschnitt 5.1), (ii) die Wellenumformung auf dem Weg vom Fernfeld zum Bauwerk (Abschnitt 5.3), (iii) die Wellenreflexion am Bauwerk (Abschnitt 5.2) und (iv) die Prozesse bei der Überlagerung der anlaufenden und reflektierten Wellen im Nahfeld (Abschnitt 5.4).

Wellen im Fernfeld: Bei *regelmäßigen Wellen* kann die Wellenkinematik der anlaufenden Wellen im Fernfeld mit den Wellentheorien nach STOKES 2. bzw. 4. Ordnung beschrieben werden. Es wurde eine Näherungsfunktion für die Asymmetrie fortschreitender Wellen in Abhängigkeit von der Nichtlinearität Π entwickelt (Gl. 5.7), deren Gültigkeitsbereich bis $\Pi = 2$ reicht. Durch Sekundärwellen tritt bei der Bestimmung der anlaufenden Wellen im Fernfeld ein mittlerer zufälliger Fehler von ca. $\pm 2\%$ auf. Systematische Fehler bei der Bestimmung der Wellenhöhe aufgrund von Meß- und Kalibrierfehlern sind vernachlässigbar.

Bei *unregelmäßigem Seegang* werden die anlaufenden Wellen im Fernfeld vollständig durch die theoretische Energieverteilung eines TMA–Spektrums (Gl. 5.5), die spektralen Wellenparameter T_p und H_{m0} sowie die Wassertiefe h beschrieben. Die Wellenhöhen im Spektrum entsprechen einer RAYLEIGH–Verteilung. Der Fehler bei der Bestimmung der signifikanten Wellenhöhe H_{m0} ist vernachlässigbar ($\leq 1\%$).

Wellenreflexion: Die bei der Reflexionsanalyse zu erwartenden Fehler für die Höhe der anlaufenden Wellen und für den Reflexionskoeffizienten wurden abgeschätzt. Bei *regelmäßigen Wellen* wurde für die anlaufenden Wellen ein mittlerer Fehler von $\pm 4.4\%$ und für den Reflexionskoeffizienten ein Fehler von $\pm (11 \text{ bis } 22)\%$ ermittelt. Für *Wellenspektren* liegt der mittlere Fehler für die anlaufenden Wellen lediglich bei $\pm 1\%$ und für den Reflexionskoeffizienten bei $\pm (2.5 \text{ bis } 6)\%$. Damit erreicht die Reflexionsanalyse eine relativ hohe Genauigkeit, die zurückzuführen ist auf:

- konstante Wellenverhältnisse, die durch die hohe Qualität der Wellenerzeugung ermöglicht werden;

- wenig ausgeprägtes Wellenbrechen am Bauwerk, so daß die Annahmen der Reflexionsanalyse auch für den reflektierten Wellenzug weitgehend erfüllt sind;
- den großen Modellmaßstab, der eine hohe Meßgenauigkeit ermöglicht;
- sorgfältiges Vorgehen bei der Festlegung der Zeitfenster und bei der Analyse.

Der Reflexionskoeffizient wird maßgeblich durch die Wellenperiode beeinflusst, da das Wellenbrechen auf der Bauwerksböschung von untergeordneter Bedeutung ist (s. Abschnitt 6.1). Alle empirischen Ansätze für die Wellenreflexion, die die Brecherkennzahl ξ als maßgeblichen Einflußparameter verwenden, sind somit für die Beschreibung der beobachteten Reflexionskoeffizienten ungeeignet. Die aus potentialtheoretischen Modellen abgeleiteten theoretischen Ansätze für die Wellenreflexion an Rechteckwellenbrechern überschätzen den Einfluß der hydraulischen Prozesse im Bauwerk und erfassen die Prozesse auf der Böschung nicht. Sie sind deshalb auch nicht zur Abschätzung der Reflexion an einem geschütteten Wellenbrecher geeignet.

Für die Wellenreflexion am Bauwerk wurde ein empirischer Ansatz unter Berücksichtigung des Böschungseinflusses nach HUGHES & FOWLER (1995) entwickelt (Gl. 5.11). Die beobachteten Reflexionskoeffizienten weisen gegenüber diesem neuen Ansatz für regelmäßige Wellen einen mittleren Fehler von $\pm 13.5\%$ und für Wellenspektren von $\pm 4.9\%$ auf.

Wird der Reflexionskoeffizient für regelmäßige Wellen aus der Amplitude der Grundschwungung $(a_1)_r / (a_1)_i$ oder aus der mittleren Wellenhöhe $(H_m)_r / (H_m)_i$ (im Zeitbereich analysiert) bestimmt, ergeben sich qualitativ ähnliche Ergebnisse mit im Mittel um weniger als 5 % abweichenden Werten (Tab. 5.2).

Darüber hinaus wurden nichtlineare Einflüsse bei der Reflexion für regelmäßige Wellen untersucht (s. Gl. 5.9). Für Wellenspektren wurde eine empirische Näherungsfunktion für den frequenzabhängigen Reflexionskoeffizienten $K_r(f)$ ermittelt (Gl. 5.12).

Insgesamt handelt es sich bei der Wellenreflexion am Bauwerk um einen schwach nichtlinearen Prozeß, weil (a) nichtlineare Einflüsse (Wellenhöhe H und Nichtlinearität Π) gegenüber der relativen Wassertiefe $k_0 h$ von untergeordneter Bedeutung sind und (b) eine lineare Übertragungsfunktion (Gl. 5.12) den Zusammenhang zwischen dem anlaufenden und dem reflektierten Wellenspektrum beschreibt. Die Ursachen dafür sind i) das wenig ausgeprägte Wellenbrechen auf der Bauwerksböschung und ii) der geringe Einfluß der hydraulischen Prozesse im Bauwerk gegenüber den Prozessen an der Böschungsoberfläche.

Wellentransformation: Zur Abschätzung der kritischen Wellenhöhe auf dem Vorstrand wurden das theoretische Brechkriterium nach WILLIAMS (1981) mit dem empirischen Ansatz für den Einfluß der Strandneigung nach GODA (1985) verknüpft (Gl. 5.17 und Gl. 5.18). Bei den Untersuchungen im GWK wurde die kritische Wellenhöhe nicht erreicht, d.h. die anlaufenden Wellen brachen nicht auf dem Vorstrand, so daß die Wellentransformation allein durch Shoaling und Reibungsverluste beeinflusst wird.

Die Verluste infolge Wand- und Sohlreibung wurden nach IWAGAKI & TSUCHIYA (1966) unter Annahme einer laminaren Grenzschicht bestimmt. Die Wellenhöhe nimmt danach um 0.5 – 1.4 % ($\pm 0.25\%$) ab. Trotz einer Unsicherheit von 20 – 30 % erscheint dieser Ansatz wegen des geringen Einflusses der Reibungsverluste hinreichend genau.

Die Änderung der signifikanten Wellenhöhe eines Wellenspektrums durch Shoaling kann mit einem linearen Ansatz (Gl. 5.13) beschrieben werden. Beim Shoaling regelmäßiger Wellen sind nichtlineare Einflüsse dagegen nicht vernachlässigbar. Die Änderung der Wellenhöhe wird daher durch den nichtlinearen Ansatz nach SHUTO (1974) beschrieben. Darüber hinaus wurde eine explizite Näherungsfunktion (Gl. 5.14, als Funktion der lokalen Nichtlinearität der Wellen) als praktische Alternative für den iterativ zu lösenden SHUTO-Ansatz entwickelt, die gegenüber der exakten Lösung lediglich einen maximalen Fehler von weniger als $\pm 1.5\%$ aufweist.

Die Bestimmung der anlaufenden Wellenparameter im Nahfeld mit Shoaling- und Reibungsverlustkoeffizienten aus den Wellenverhältnissen im Fernfeld (Gl. 5.19) ist genauer als die Reflexionsanalyse im Nahfeld. Der mittlere Fehler der Wellenhöhe für die anlaufenden Wellen am Bauwerk nach Gl. 5.19 ist kleiner als $\pm 4\%$ bei regelmäßigen Wellen und kleiner als $\pm 3\%$ bei Wellenspektren. Der Reflexionskoeffizient ist im Nahfeld durch die Reibungsverluste auf dem Vorstrand um etwa $1.0 - 2.9\%$ größer als im Fernfeld (s. Gl. 5.20). Die Energie- und die Wellenhöhenverteilung im Spektrum sind gegenüber dem Fernfeld unverändert, die Wellentransformation auf dem Vorstrand wird somit hinreichend durch die Änderung der signifikanten Wellenhöhe beschrieben.

Wellen im Nahfeld: Untersucht wurden i) die Phasenbeziehungen zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen am Fuß der Bauwerksböschung, ii) der Einfluß nichtlinearer Wechselwirkungen auf die minimale und maximale Wellenhöhe im halbstehenden Wellenfeld und iii) die Entwicklung der lokalen Wellenhöhe auf dem Vorstrand.

Der am Fuß der Wellenbrecherböschung ermittelten Phasenversatz $\Delta\gamma$ zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen stimmen qualitativ mit den experimentellen Ergebnissen von HUGHES & FOWLER (1995) und SUTHERLAND & O'DONOGHUE (1998) überein. Der theoretische Ansatz nach LAMB (1932) (s. Gl. 2.24) unterschätzt den Phasenversatz $\Delta\gamma$, da er die verzögerte Entstehung der reflektierten Welle auf der Böschung nicht erfaßt. Es wurde deshalb ein empirischer Ansatz zur Beschreibung der „Verweilzeit“ der Wellen auf der Böschung entwickelt (Gl. 5.22), und unter Berücksichtigung dieser „Verweilzeit“ wurde der Ansatz für den Phasenwinkel γ nach LAMB erweitert (Gl. 5.23 und Gl. 5.24). Danach wird der Phasenwinkel γ weder durch die Wellenhöhe noch durch den Reflexionsgrad beeinflusst. Der Phasenwinkel kann als ein Summenparameter für die Prozesse der Wellenausbreitung auf der Bauwerksböschung betrachtet werden. Durch den geringen Einfluß der Wellenhöhe erscheint die Wellenbewegung auf der Böschung bei den vorliegenden Untersuchungen als ein überwiegend linearer Prozeß.

Nichtlineare Wechselwirkungen zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen haben nur geringen Einfluß auf die maximalen Wellenhöhe im halbstehenden Wellenfeld $H_{c,max}$ (s. Gl. 5.27). Somit kann $H_{c,max}$ im Nahfeld durch den linearen Ansatz ($H_i + H_r$) beschrieben werden, der mittlere Fehler gegenüber der gemessenen Wellenhöhe $H_{c,max}$ beträgt dabei $\pm 4.8\%$. Die minimale Wellenhöhe $H_{c,min}$ weicht dagegen mit zunehmender Nichtlinearität Π deutlich von der linearen Wellenhöhe ($H_i - H_r$) ab (s. Gl. 5.28). Im Mittel sind die im Schwebungsknoten der Wasserspiegeleinhüllenden gemessenen Wellenhöhen um 15% kleiner als nach Gl. 5.28, der mittlere Fehler beträgt $\pm 13.1\%$. Eine genauere Beschreibung von $H_{c,min}$ ist kaum möglich, da der relative Einfluß sekundärer Wellen auf die minimale Wellenhöhe besonders groß ist. Die Asymmetrie der Wellen im Schwebungsbauch eines halbstehenden Wellenfeldes $\eta_{c,max}/H_{c,max}$ ist, abweichend von theoretischen Ansätzen, deutlich geringer als die Asymmetrien fortschrei-

tender Wellen (s. Gl. 5.29). Insgesamt zeigen sich nichtlineare Einflüsse auf die Wellenverhältnisse im Nahfeld am deutlichsten bei der Wellenasymmetrie im Schwebungsbauch und bei der Wellenhöhe im Schwebungsknoten. In beiden Fällen sind diese Einflüsse jedoch wesentlich geringer als nach theoretischen Ansätzen zu erwarten.

Lineare Prozesse bestimmen im vorliegenden Fall die Wellenausbreitung auf dem Vorstrand und die Ausbreitung des reflektierten Wellenanteils auf der Bauwerksböschung. Somit kann die Entwicklung der lokalen Wellenhöhe $H(x)$ im Nahfeld für regelmäßige Wellen mit Gl. 3.42 in guter Näherung beschrieben werden. Die Genauigkeit der Ergebnisse hängt dabei wesentlich von der Unsicherheit bei der Bestimmung der Höhe der anlaufenden Wellen H_i und des Reflexionskoeffizienten K_r ab. Der mittlere Fehler von $\pm 15.2\%$ ist wesentlich auf die Schwierigkeiten bei der Vorhersage der minimalen Wellenhöhen infolge sekundärer Wellen zurückzuführen.

Der für regelmäßige Wellen abgeleitete Ansatz zur Beschreibung des Phasenversatzes $\Delta\gamma$ (Gl. 3.42) kann auch auf Wellenspektren übertragen werden, wobei die Auflösung der Phasenbeziehung zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen nach KLOPMANN & VAN DER MEER (1999) durch eine Exponentialfunktion beschrieben wurde (Gl. 5.30). Dadurch strebt die lokale Wellenhöhe mit zunehmendem Abstand vom Reflexionspunkt gegen einen konstanten Wert $H_{m0}(x) = H_i\sqrt{1 + Kr^2}$, der nach ca. 2 Wellenlängen annähernd erreicht ist. Die nach Gl. 3.42 und Gl. 5.30 berechneten lokalen signifikanten Wellenhöhen im Nahfeld weisen gegenüber den Meßwerten einen mittleren Fehler von $\pm 8.4\%$ auf.

5.5.2 Bewertung

Gültigkeitsbereiche der wichtigsten Ergebnisse

Im folgenden werden die wichtigsten Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen hinsichtlich ihrer Übertragbarkeit auf andere Fälle und Randbedingungen beurteilt (s. Tab. 2.4). Bei den Modellversuchen trat über dem Vorstrand kein Wellenbrechen auf. Diese Einschränkung gilt somit für alle experimentellen Ergebnisse in diesem Kapitel.

Gültigkeitsstufe 1: Die Ansätze zur Beschreibung der nachfolgend aufgeführten Prozesse können der ersten Gültigkeitsstufe zugeordnet werden. Einschränkungen des Gültigkeitsbereichs, die über die zuvor erwähnten Beschränkungen hinausgehen, sind jeweils angegeben.

- Wellentransformation über dem Vorstrand (Shoaling) unter Berücksichtigung nichtlinearer Einflüsse (Gl. 5.14 und Abb. 5.11);
- minimale und maximale Wellenhöhen im halbstehenden Wellenfeld unter Berücksichtigung nichtlinearer Einflüsse (für regelmäßige Wellen, Abb. 5.18);
- Phasenbeziehungen zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen (für regelmäßige Wellen an relativ steilen Bauwerksböschungen, Gl. 5.23 und 5.24);

Die drei vorstehenden Ansätze ermöglichen die Bestimmung der lokalen Wellenhöhe im Nahfeld. Das Vorgehen kann auf Wellenspektren übertragen werden.

- Asymmetrie fortschreitender und teilstehender Wellen (für regelmäßige Wellen über annähernd horizontaler Sohle, Gl. 5.7 und Gl. 5.29);

Gültigkeitsstufe 2: Die Ansätze zur Beschreibung der Wellenreflexion am Bauwerk (Gesamtreflexion nach Gl. 5.11 und frequenzabhängiger Reflexionskoeffizient nach Gl. 5.12) gelten nur für nichtbrechende Wellen und Schüttsteinbauwerke mit einer Porosität $n \approx 0.4$.

Gültigkeitsstufe 4: Die Darstellungen zur Wellenhöhenentwicklung im Nahfeld für regelmäßige Wellen und Wellenspektren (Abb. 5.12 und Abb. 5.20) vermitteln in erster Linie qualitatives Verständnis der hydraulischen Prozesse und fallen deshalb unter die vierte Gültigkeitsstufe.

Schlußbetrachtung

Das Ziel der Untersuchungen in diesem Abschnitt war eine Beschreibung der Wellenverhältnisse, die sich bei den experimentellen Untersuchungen im Nahfeld unmittelbar vor dem Bauwerk einstellen. Wellenbrechen auf dem Vorstrand tritt bei den vorliegenden Untersuchungen nicht auf und ist auch auf der Bauwerksböschung von untergeordneter Bedeutung. Es zeigte sich, daß die Wellentransformation auf dem Vorstrand ebenso wie die Wellenreflexion am Bauwerk durch lineare Prozesse bestimmt werden. Unter diesen Randbedingungen können die Wellenverhältnisse im Nahfeld in guter Näherung mit linearen Ansätzen beschrieben werden. Lediglich bei einigen Teilaspekten (Shoaling, Wellenasymmetrie etc.) sind darüber hinaus nichtlineare Einflüsse zu berücksichtigen.

Das gesetzte Ziel wurde somit vollständig erreicht. Um darüber hinaus zu allgemeingültigen Ansätzen für die Wellenverhältnisse im Nahfeld zu gelangen, sind die folgenden Untersuchungen notwendig:

- Shoaling über nichtebenen Vorstrandprofilen;
- Wellenbrechen im halbstehenden Wellenfeld und die Wellenentwicklung nach dem Brechen;
- Wellenausbreitung über Bauwerksböschungen mit komplexer Geometrie und mit ausgeprägtem Wellenbrechen.

Genauere Ergebnisse lassen sich mit regelmäßigen Wellen nur dann erzielen, wenn die Sekundärwellen erfaßt und bei der Beschreibung der lokalen Wellenverhältnisse explizit berücksichtigt werden.

Die Untersuchungen zur Reflexion in Abschnitt 5.2 ergaben, daß die Wellenreflexion an der Bauwerksoberfläche den größten Anteil an der Gesamtreflexion hat. Weiteren Aufschluß über den Einfluß der hydraulischen Prozesse im Bauwerk auf die Wellenreflexion sollen die Untersuchungen zur Wellenausbreitung im Bauwerk (Kapitel 7) und zur Wechselwirkung zwischen internen und externen Strömungsprozessen (Kapitel 8) liefern.

Kapitel 6

Wellen über der Bauwerksböschung

Die Wellenverhältnisse über der Bauwerksböschung werden ebenso wie im Nahfeld durch die Überlagerung von anlaufenden und reflektierten Wellen bestimmt. Darüber hinaus kommt es durch die schnell abnehmende Wassertiefe über der Böschung zu einer starken Wellenumformung.

Diese Umformung stellt in erster Linie eine Zerlegung der anlaufenden Wellen in eine Vielzahl von Wellenkomponenten dar, die sich teilweise seewärts ausbreiten und den reflektierten Wellenzug formen, teilweise landwärts und die transmittierten Wellen bilden. Gleichzeitig beginnt über der Wellenbrecherböschung und im Böschungskörper die Dissipation von Wellenenergie durch Wellenbrechen und durch Reibung. Die Prozesse, bei denen Wellen in Komponenten zerlegt werden und Wellenenergie dissipiert wird, beeinflussen sich wechselseitig und können nicht isoliert betrachtet werden. Aufgrund der starken Wellenumformung und der komplexen Randbedingungen (stark geneigte, rauhe, durchlässige Sohle) ist eine vollständige theoretische Beschreibung der Wellenkinematik auf der Böschung nicht möglich.

Die Wellenbewegung auf der Bauwerksböschung steht in unmittelbarem Zusammenhang mit der Bauwerksbelastung. Sie beeinflusst u.a. den Wellenauflauf, den Wellenüberlauf, die hydraulische Stabilität der Deckschicht und die Kolkssicherheit des Bauwerksfußes. Darüber hinaus ist ein quantitatives Verständnis der Wellenbewegung auf der seeseitigen Böschung als Randbedingung für die Beschreibung des Strömungsfeldes im Inneren des Wellenbrechers erforderlich. Genaue Kenntnisse der Verhältnisse in diesem Bereich sind die Voraussetzung für eine sinnvolle Koppelung numerischer Modelle der Wellenbewegung am und im Bauwerk (HANNOURA & MCCORQUODALE, 1985).

Das Hauptziel der Untersuchungen in diesem Abschnitt ist die Beschreibung der Wellenbewegung auf der Bauwerksböschung. Die im Abschnitt 3.2 entwickelten theoretischen Ansätze zur Beschreibung der Wellenkinematik über rauhen, teildurchlässigen Böschungen sollen überprüft und bewertet werden. Darüber hinaus sollen die Anwendungsgrenzen dieser Ansätze sowie die damit verbundenen Unsicherheiten bestimmt werden. Schließlich sollen nichtlineare Einflüsse, die durch die linearen theoretischen Ansätze nicht erfaßt werden (s. Abschnitt 3.2), dargestellt und quantifiziert werden.

Die Beschreibung der Wellenbewegung auf der Bauwerksböschung erfordert (i) die Abschätzung der Intensität des Wellenbrechens auf der Bauwerksböschung (Abschnitt 6.1), (ii) die Beschreibung des Wellenaufbaus auf der Deckschicht (Abschnitt 6.2), (iii) die Abschätzung der

gesamten Energiedissipation auf der Wellenbrecherböschung (Abschnitt 6.2), (iv) die Beschreibung des Wasserspiegelverlaufs über der Böschung (Abschnitt 6.3), (v) die Bestimmung der Wellenhöhenentwicklung über der Böschung (Abschnitt 6.3) und (vi) die Untersuchung der Druckverteilung und der Druckoszillationen auf der Böschungsoberfläche (Abschnitt 6.4). Das Vorgehen bei der Untersuchung der Wellenumformung im Bereich 2 ist schematisch in Abb. 6.1 dargestellt.

Neben den im Abschnitt 3.2 entwickelten theoretischen Ansätzen für die Wellenbewegung über der Bauwerksböschung liefern die in Kapitel 5 ermittelten Parameter zur Beschreibung der Wellenverhältnisse im Nahfeld die wesentlichen Eingangsgrößen für die Untersuchungen in diesem Kapitel.

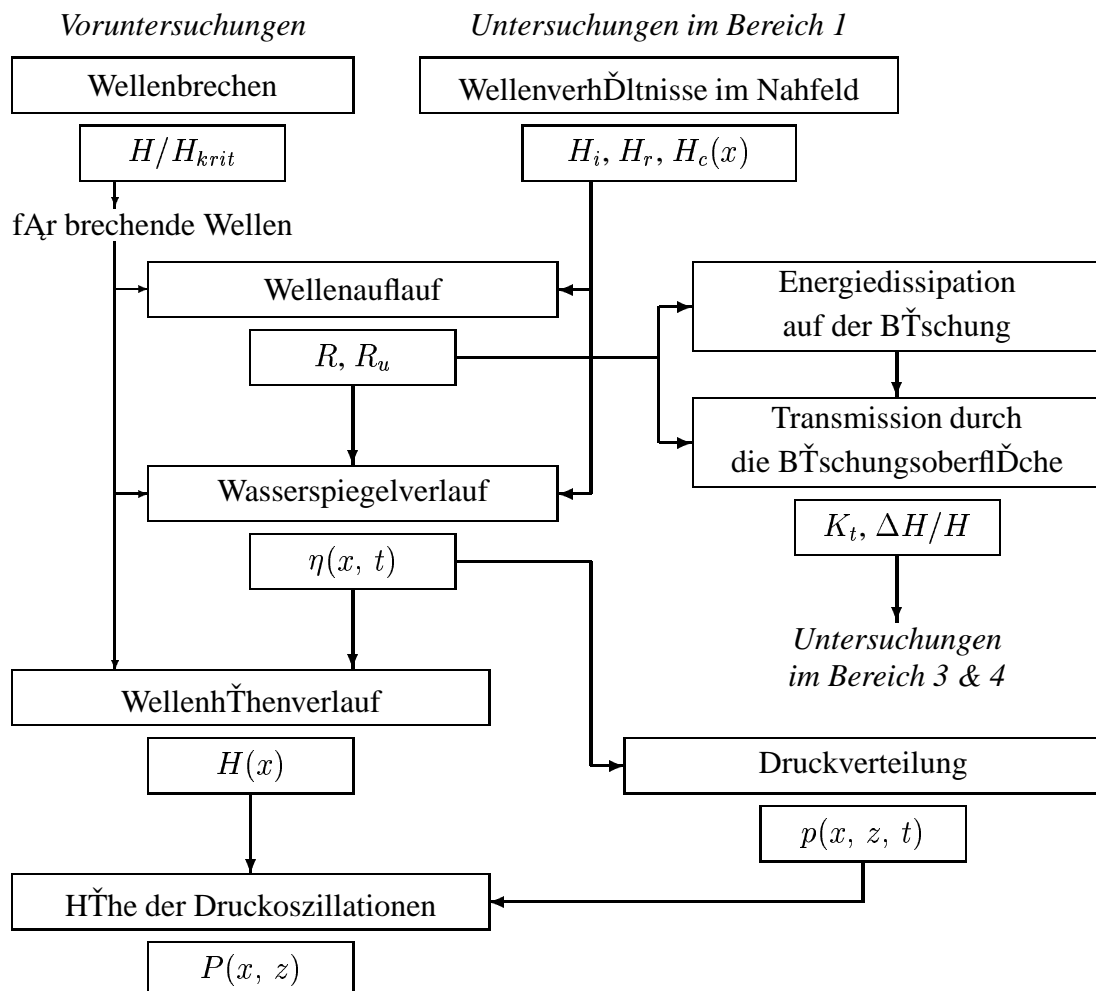


Abb. 6.1: Vorgehen bei der Untersuchung der Wellenverhältnisse im Bereich 2 (über der Wellenbrecherböschung)

6.1 Wellenbrechen

Das Wellenbrechen auf der Bauwerksböschung bestimmt die Energiedissipation auf der Böschung und damit auch die Wellenreflexion und die Wellentransmission sowie die Wellenheightentwicklung und die Druckverteilung auf der Böschung.

Das Ziel der Untersuchungen in diesem Abschnitt ist es, die Intensität des Wellenbrechens über der Bauwerksböschung für die Modellversuche im GWK abzuschätzen. Diese Abschätzung ist für die weitere Analyse der Wellenumformung im Bereich der Bauwerksböschung erforderlich.

6.1.1 Brechkriterien

Die Brecherform auf einer Strandböschung (Neigung $\leq 1/10$) ist abhängig von der Wellensteilheit im Tiefwasser (vgl. WIEGEL, 1964 und GALVIN, 1968). Die Brecherkennzahl ξ beschreibt das Verhältnis der Wellensteilheit zur Böschungsneigung und charakterisiert damit die Brecherform. Ein wenig ausgeprägtes Wellenbrechen auf steilen Böschungen (Reflexionsbrecher oder surging breaker), das nur mit sehr geringer Energiedissipation verbunden ist, wird im folgenden als „nichtbrechende Welle“ bezeichnet. Der Übergang vom surging breaker zum collapsing breaker wird „leichtbrechende Welle“ genannt und bei weiter zunehmender Intensität des Wellenbrechens (collapsing breaker) entstehen schließlich „brechende Wellen“. Die Ergebnisse der Untersuchungen zum Wellenbrechen an Strandböschungen sind mit einigen Einschränkungen (u.a. hinreichend große Wassertiefe am Böschungsfuß) auch auf steile Bauwerksböschungen übertragbar. Bei $\xi \approx 3$ vollzieht sich der Übergang von nichtbrechenden zu brechenden Wellen. Danach tritt Wellenbrechen auf einer undurchlässigen, glatten Bauwerksböschung auf für:

$$\xi = \frac{\tan \alpha}{\sqrt{H_0/L_0}} \leq 3 \quad \text{bzw.} \quad \frac{H_0}{h} \geq 0.7 \frac{\tan^2 \alpha}{k_0 h} \quad (6.1)$$

mit: h – Wassertiefe am Böschungsfuß

Für Böschungsneigungen $\tan \alpha > 1.1$ erhält man mit Gl. 6.1 unrealistische kritische Wellensteilheiten $(H_0/L_0)_{krit} > 0.141$ (vgl. Abschnitt 5.3.1).

MICHE (1951) leitete ein Brechkriterium für steile Böschungen aus der Wellentheorie nach STOKES (2. Ordnung) ab. Danach brechen die Wellen auf der Böschung bei:

$$\frac{H_0}{L_0} \geq \sqrt{\frac{2\alpha}{\pi}} \frac{\sin^2 \alpha}{\pi} \quad \text{bzw.} \quad \frac{H_0}{h} \geq \sqrt{\frac{2\alpha}{\pi}} \frac{2 \sin^2 \alpha}{k_0 h} \quad (6.2)$$

Nach Gl. 6.2 ergibt sich für stehende Wellen (bei vollständiger Reflexion an einer senkrechten Wand) eine kritische Wellensteilheit $(H_0/L_0)_{krit} = 1/\pi = 0.318$, wobei H_0 die Wellenhöhe der stehenden Welle beschreibt. Dieser Wert liegt deutlich über der kritischen Wellensteilheit stehender Wellen $(H_0/L_0)_{krit} = 0.218$, die PENNY & PRICE (1952) nach STOKES (5. Ordnung) ermittelten. Somit ist auch der Ansatz nach MICHE für annähernd senkrechte Böschungen nicht anwendbar. Für Böschungsneigungen $\tan \alpha \leq 1$ liefern Gl. 6.1 und Gl. 6.2 nahezu übereinstimmende Werte für die kritische Wellensteilheiten, die als Anhaltspunkt für die Intensität des Wellenbrechens auf der Böschung verwendet werden kann.

6.1.2 Wellenbrechen auf der Bauwerksböschung

Die Intensität des Wellenbrechens auf der Bauwerksböschung wird durch Gegenüberstellung der untersuchten Tiefwasserwellenhöhen H_0 mit den kritischen Wellenhöhen nach Gl. 6.1 und Gl. 6.2 ermittelt.

In Abb. 6.2 ist die relative Wellenhöhe H_0/h über der relativen Wassertiefe h/L_0 aufgetragen. Für regelmäßige Wellen wurde die mittlere Wellenhöhe H_m und für Wellenspektren die maximale Wellenhöhe H_{max} jeweils im Tiefwasser und bezogen auf die Wassertiefe h am Fuß der Wellenbrecherböschung verwendet. Neben den untersuchten relativen Wellenhöhen H_0/h sind auch die kritischen Wellenhöhen nach Gl. 6.1 (Brecherkennzahl-Kriterium) und nach Gl. 6.2 (Ansatz von MICHE) dargestellt. Sie wurden jeweils für eine Böschungsneigung $\tan \alpha = 1:1.5$ berechnet. Darüber hinaus ist die kritische Wellenhöhe am Fuß der Bauwerksböschung H_{krit}/h aufgetragen, die nicht überschritten werden kann, weil die anlaufenden Wellen sonst bereits auf dem Vorstrand brechen. Sie wurde mit dem Brechkriterium nach WILLIAMS (1981) unter Berücksichtigung der Sohlneigung nach GODA (1985) für einen 1:50 geneigten Vorstrand ermittelt (s. Gl. 5.18 in Abschnitt 5.3.1).

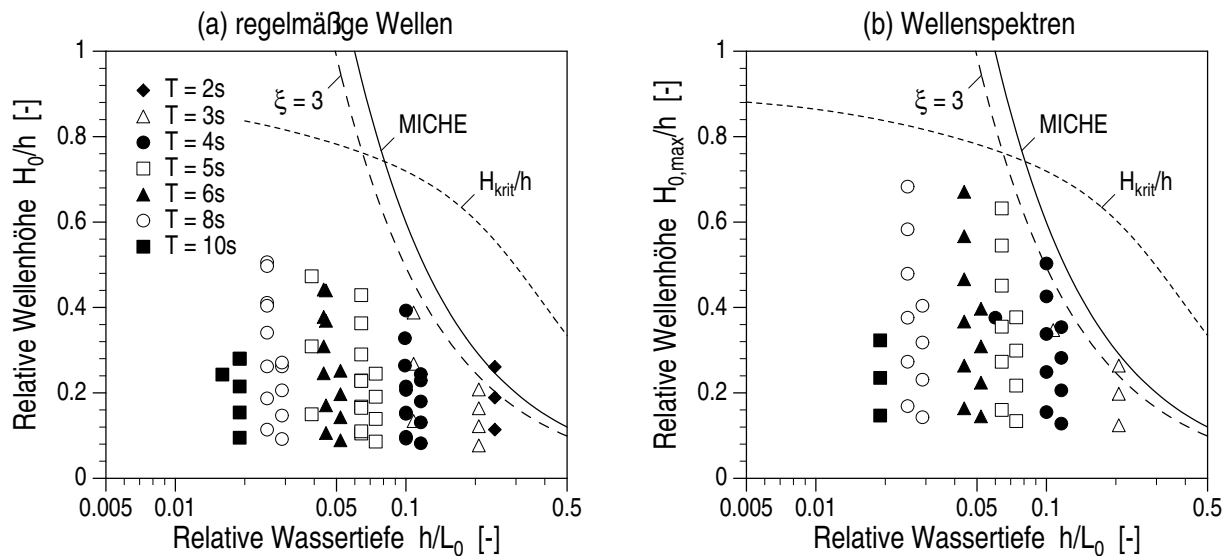


Abb. 6.2: Vergleich der kritischen Wellenhöhe auf der Bauwerksböschung (Brechkriterien: Brecherkennzahl-Kriterium (mit $\xi = 3$) und Ansatz nach MICHE) mit den untersuchten Wellenhöhen für (a) regelmäßige Wellen (mittlere Wellenhöhe) und (b) Wellenspektren (maximale Wellenhöhe)

Man erkennt in Abb. 6.2, daß im vorliegenden Fall für $h/L_0 < 0.07$ ein Wellenbrechen auf der Bauwerksböschung ausgeschlossen ist.

Bei den Untersuchungen mit regelmäßigen Wellen trat Wellenbrechen lediglich bei einem Versuch mit $T = 2\text{ s}$ auf, der im Rahmen der Vorversuche zur Wellentransformation auf dem Vorstrand durchgeführt wurde (s. Abschnitt 4.3.2). Bei vier weiteren Versuchen mit $T = 2\text{ s}$, 3 s und 4 s liegen die untersuchten Wellenhöhen nur geringfügig unter den kritischen Wellenhöhen nach Gl. 6.1 (darunter sind zwei Vorversuche), in den übrigen Fällen liegen sie deutlich darunter.

Bei den Versuchen mit Wellenspektren liegt die maximale Wellenhöhe in zwei Fällen (mit $T = 3\text{ s}$ und 4 s) über der kritischen Wellenhöhe nach Gl. 6.1. Bei vier weiteren Versuchen mit $T = 3\text{ s}$, 4 s und 5 s sind die untersuchten maximalen Wellenhöhen geringfügig kleiner und bei allen übrigen Versuchen deutlich kleiner als die kritischen Wellenhöhen.

Somit ist das Wellenbrechen auf der Bauwerksböschung wenig oder gar nicht ausgeprägt. Dabei ist zu berücksichtigen, daß zwischen nichtbrechenden und brechenden Wellen ebenso wie zwischen den verschiedenen Brecherformen kontinuierliche Übergänge liegen. Somit kann in allen Fällen, in denen die kritische Wellenhöhe nicht deutlich unterschritten wird, ein leichtes Wellenbrechen auftreten.

Dieses Ergebnis deckt sich mit den Beobachtungen während der Versuche. In einigen Fällen, insbesondere bei steilen Wellen, wurde die Wellenfront beim Wellenaufbau instabil und ging ganz oder teilweise in einen turbulenten Schwall über. Zum Teil lagen diese Instabilitäten auch in der Nähe des Wellenkamms und es kam zu einem ansatzweisen Überschlagen der Wellenfront beim Aufbau. Ein ausgeprägtes Wellenbrechen, das sich losgelöst vom Aufbauprozeß vollzieht, wurde jedoch in keinem Fall beobachtet. Aber auch beim wenig ausgeprägten Wellenbrechen entstehen Turbulenzen, die durch die rauhe Böschungsoberfläche verstärkt werden und zu einer gewissen Energiedissipation führen.

6.2 Wellenaufbau

Die Wellenbewegung auf der seeseitigen Bauwerksböschung erzeugt einen Wellenaufbau und -rücklauf auf der Bauwerksböschung. Der Wellenaufbau auf der Deckschicht stellt das Bindeglied zwischen den externen und internen Strömungsprozessen dar und ist damit die wichtigste Eingangsgröße für die Beschreibung der Wellenausbreitung im Bauwerk.

Das Ziel der Untersuchungen in diesem Abschnitt ist die Beschreibung des Wellenaufbaus auf der Deckschicht. Zunächst werden die wesentlichen Einflußfaktoren für den Wellenaufbau bestimmt. Anschließend wird ein Versuch unternommen, die Wellentransmission durch die Böschungsoberfläche und die Energiedissipation auf der Bauwerksböschung abzuschätzen. Darüber hinaus werden nichtlineare Einflüsse (Asymmetrie und Set-up) beim Aufbau regelmäßiger Wellen sowie die Aufbauhöhenverteilung und die Energiedichteverteilung im Aufbauspektrum bei unregelmäßigem Seegang untersucht.

Ansätze aus dem Schrifttum zur Beschreibung des Wellenaufbaus nichtbrechender Wellen auf glatten, undurchlässigen Böschungen sind in Abschnitt 2.2.1 zusammengefaßt. Ein linearer Ansatz zur Beschreibung des Wellenaufbaus auf rauen, durchlässigen Böschungen wurde in Abschnitt 3.2 entwickelt.

6.2.1 Einflußfaktoren der Wellenaufbauhöhe

Die „Wellenaufbauhöhe“ R wird als der vertikale Abstand zwischen dem höchsten Wellenaufbau R_u und dem tiefsten Wellenrücklauf R_d (jeweils bezogen auf MWS) definiert.

Die ungefilterte Zeitreihe des Wellenaufbaus auf der Deckschicht ist in Abb. 6.3 für einen Versuch mit regelmäßigen Wellen ($H = 0.84\text{ m}$, $T = 6.0\text{ s}$ und $h = 2.495\text{ m}$) dargestellt. Zum Vergleich wurden auch die Zeitreihen der anlaufenden Wellen im Fernfeld (Wellenhöhe H_i)

und der Wellen im Schwebungsbauch des halbstehenden Wellenfeldes vor dem Bauwerk (Wellenhöhe $H_{c,max}$) dargestellt. Abb. 6.3 zeigt, daß der Wellenaufbau sich (i) mit den gleichen Parametern beschreiben läßt wie die Wellen vor dem Bauwerk und (ii) bei regelmäßigen Wellen mit jedem Wellenereignis annähernd exakt reproduziert.

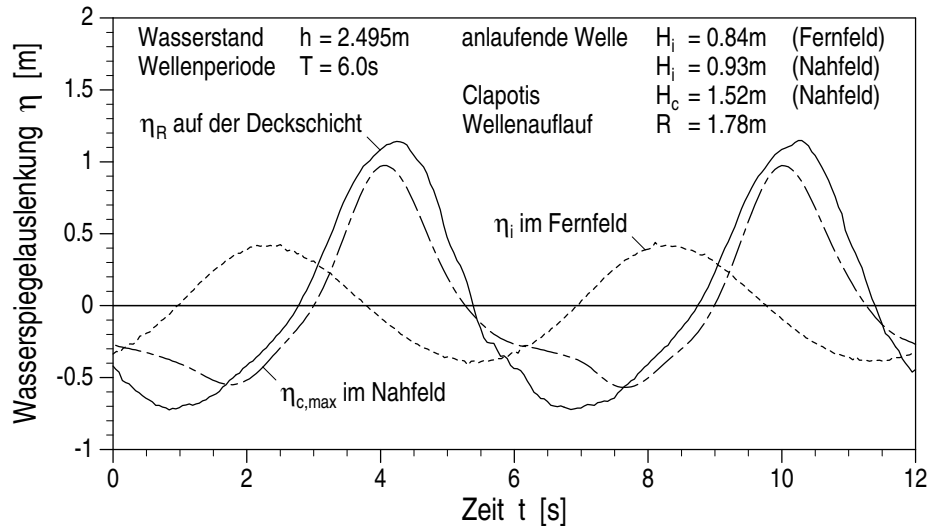


Abb. 6.3: Zeitreihen des Wellenaufbaus auf der Deckschicht, der anlaufenden Wellen im Fernfeld und der maximalen lokalen Wellenhöhe im Nahfeld für regelmäßige Wellen mit $H = 0.84\text{ m}$, $T = 6.0\text{ s}$ und $h = 2.495\text{ m}$

In Abb. 6.4 a ist die Auflaufhöhe auf der Deckschicht R über der maximalen Wellenhöhe der partiellen Clapotis $H_c = H_i + H_r$ dargestellt. Man erkennt einen sehr deutlichen linearen Zusammenhang zwischen R und H_c (vgl. Abb. 6.3). Die Wellenaufbauhöhe kann näherungsweise beschrieben werden (Abb. 6.4 a):

$$\begin{aligned} \text{regelmäßige Wellen:} \quad R &= 1.31 (H_i + H_r) \\ \text{Wellenspektren:} \quad R_{m0} &= 1.17 (H_i + H_r)_{m0} \end{aligned} \quad (6.3)$$

Die Standardabweichung der Meßwerte gegenüber den Näherungsfunktionen nach Gl. 6.3 beträgt für regelmäßige Wellen $\sigma_R = 0.049\text{ m}$ (4.3 %) und für Wellenspektren $\sigma_R = 0.035\text{ m}$ (3.81 %). Die Auflaufhöhenverteilung im Spektrum kann Tab. 6.1 entnommen werden.

Für regelmäßige Wellen und Wellenspektren konnten keine weiteren Einflußfaktoren neben der Wellenhöhe H_c für die Auflaufhöhe R ermittelt werden. In Abb. 6.4 b ist die relative Auflaufhöhe R/H_c über der Nichtlinearität Π der anlaufenden Wellen aufgetragen, um die Größenordnung und den zufälligen Charakter der Abweichungen gegenüber den Näherungsfunktionen nach Gl. 6.3 zu verdeutlichen.

6.2.2 Wellentransmission an der Bauwerksoberfläche

Ein linearer Zusammenhang zwischen der Auflaufhöhe R auf einer glatten undurchlässigen Böschung und der Wellenhöhe im stehenden Wellenfeld vor der Böschung wurde von ISAACSON

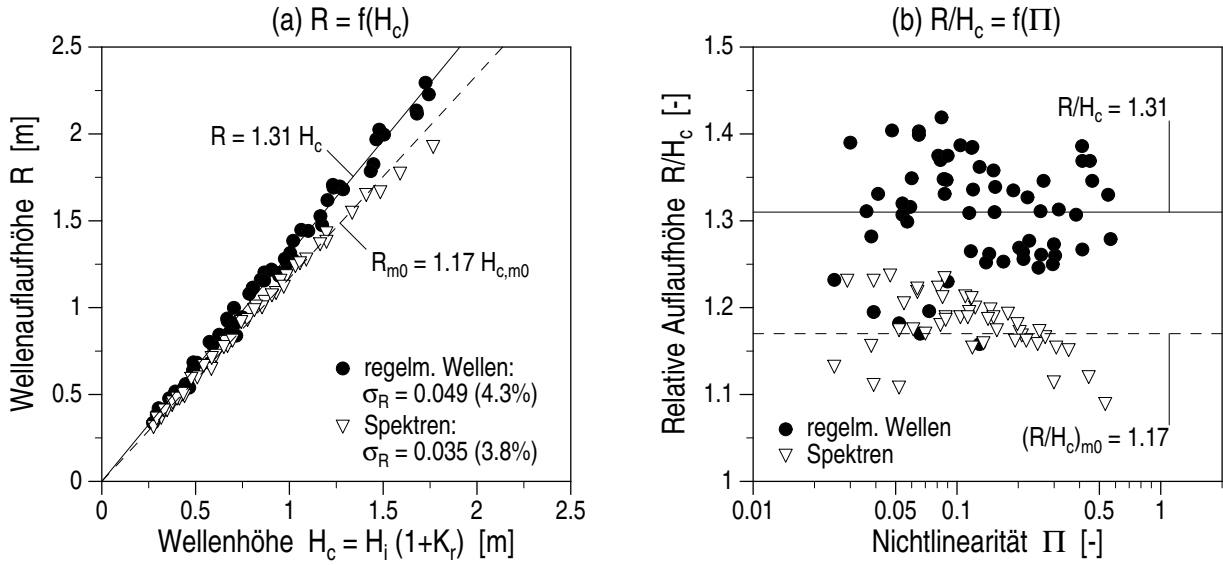


Abb. 6.4: Wellenaufbau auf der Deckschicht für regelmäßige Wellen und Wellenspektren (a) Wellenaufbauhöhe R in Abhängigkeit der Wellenhöhe der partiellen Clapotis im Nahfeld H_c ; (b) Relative Wellenaufbauhöhe R/H_c in Abhängigkeit der Nichtlinearität der anlaufenden Wellen Π

(1950) und MICHE (1951) prognostiziert (s. Gl. 2.26). Danach ist R proportional zu $(H_i + H_r)$, wobei vollständige Reflexion an der Böschung ($H_i = H_r$) vorausgesetzt wird (keine Energiedissipation!). Für eine 1:1.5 geneigte Böschung erhält man nach Gl. 2.26 $R = 1.63 (H_i + H_r)$. Aufgrund von Wellentransmission und Reibungsverlusten ist die Auflaufhöhe auf der Wellenbrecherböschung deutlich geringer (s. Gl. 6.3).

Um den Ansatz von ISAACSON (1950) und MICHE (1951) auf rauhe, teildurchlässige Böschungen zu übertragen, muß die anlaufende Welle entsprechend dem Vorgehen in Abschnitt 3.2 zerlegt werden in einen reflektierten (H_r), einen transmittierten (H_t) und einen dissipierten Wellenanteil (ΔH) (s. Gl. 3.35). Für den Wellenaufbau sind der nichtdissipierte Anteil der anlaufenden Welle $H_i - \Delta H$ und die reflektierte Wellenanteil $H_r = K_r H_i$ wirksam. Mit dem Böschungseinfluß nach Gl. 2.26 erhält man:

$$\begin{aligned} \frac{R}{H_i} &= \left(1 - \frac{\Delta H}{H_i} + K_r\right) \sqrt{\frac{\pi}{2\alpha}} \\ &= (2K_r + K_t) \sqrt{\frac{\pi}{2\alpha}} \end{aligned} \quad (6.4)$$

Nach Gl. 6.4 können der Transmissionskoeffizient für die Böschungsoberfläche und der auf der Böschung dissipierte Wellenanteil aus den Meßwerten der Auflaufhöhe R und des Reflexionskoeffizienten im Nahfeld K_r bestimmt werden. In Abb. 6.5 sind der reflektierte, transmittierte und der dissipierte Wellenanteil (jeweils bezogen auf die Höhe der anlaufenden Welle) über der relativen Böschungslänge dargestellt. Der nach Gl. 6.4 berechnete Transmissionskoeffizient K_t liegt für die vorliegenden Untersuchungen in der folgenden Größenordnung (s. Abb. 6.5):

$$\begin{aligned}
\text{regelmäßige Wellen:} \quad K_t &\approx 0.7 - K_r \\
\text{Wellenspektren:} \quad K_{t,m0} &\approx 0.6 - K_{r,m0}
\end{aligned} \tag{6.5}$$

Der dissipierte Wellenanteil $\Delta H/H_i$ kann nach Gl. 3.35 mit dem Reflexionskoeffizienten K_r nach Gl. 5.8 und dem Transmissionskoeffizienten K_t nach Gl. 6.5 bestimmt werden.

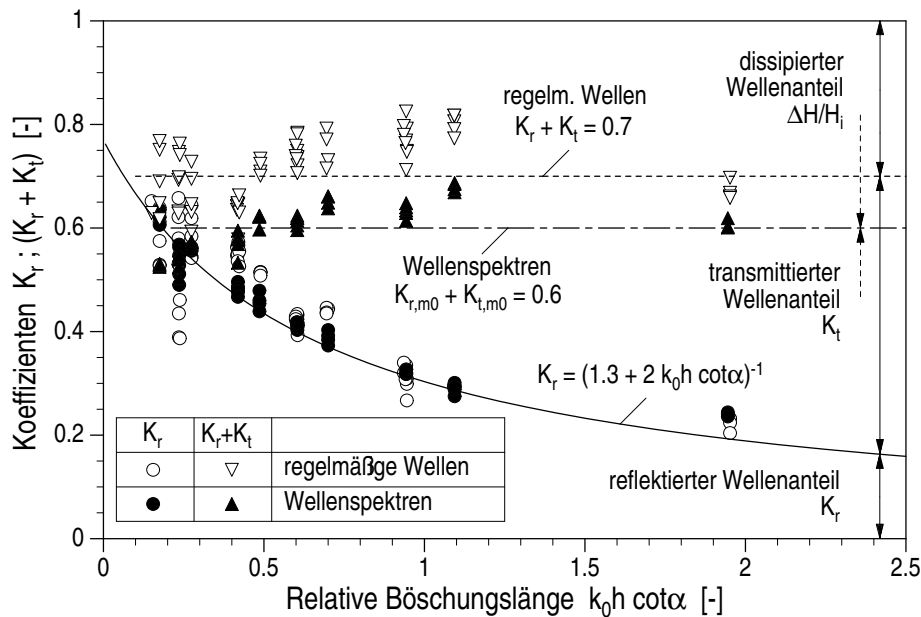


Abb. 6.5: Wellentransmission und Energiedissipation an der seeseitigen Wellenbrecherböschung für regelmäßige Wellen und Wellenspektren (modifizierter Ansatz nach MICHE)

Der Transmissionskoeffizient K_t nach Gl. 6.5 ist umgekehrt proportional zum Reflexionskoeffizienten K_r und nimmt mit zunehmender relativer Böschungslänge zu. Der dissipierte Wellenanteil ($\Delta H = 1 - H_r - H_t$) ist annähernd konstant und für regelmäßige Wellen um $0.1 H_i$ größer als für Wellenspektren. Für relative Böschungslängen $k_0 l_b < 0.2$ ist Gl. 6.5 nicht anwendbar, weil sie negative Transmissionskoeffizienten liefert.

Der nach Gl. 6.4 berechnete Wellenaufbau R (mit K_r nach Gl. 5.8 und K_t nach Gl. 6.5) ist für regelmäßige Wellen im Mittel um 1.2 % kleiner als die gemessenen Wellenaufbauhöhe (mit einer Standardabweichung $\sigma_R = 0.063$ bzw. 5.6 %) und für Wellenspektren im Mittel um 0.8 % größer ($\sigma_R = 0.052$ bzw. 5.5 %).

Eine genauere Beschreibung des Wellenaufbaus als Gl. 6.4 liefert Gl. 3.43. Dabei werden die Phasenbeziehungen zwischen dem transmittierten und reflektierten Wellenanteil berücksichtigt und der Böschungseinfluß wird als Funktion der relativen Böschungslänge l_b/L beschrieben. Auch nach Gl. 3.43 kann der Transmissionskoeffizient für die Böschungsoberfläche aus den Meßwerten der Aufbauhöhe R und des Reflexionskoeffizienten im Nahfeld K_r bestimmt werden.

Die gemessenen Reflexionskoeffizienten und die nach Gl. 3.43 ermittelten Transmissionskoeffizienten sind in Abb. 6.6 für regelmäßige Wellen und Wellenspektren über der relativen Böschungslänge $k_0 h \cot \alpha$ aufgetragen (abweichend von Abb. 6.5: logarithmische Teilung der

Abszisse in Abb. 6.6). Ebenso wie der Reflexionskoeffizient nimmt danach der Transmissionskoeffizient mit zunehmender relativer Böschungslänge ab. Entsprechend steigt der dissipierte Wellenanteil deutlich an. Diese Dissipation muß auf Reibungsverluste im Böschungskörper und an der Böschungsoberfläche zurückgeführt werden, die Verluste beim Wellenbrechen sind demgegenüber vernachlässigbar. Der Transmissionskoeffizient kann näherungsweise beschrieben werden:

$$\begin{aligned} \text{regelmäßige Wellen:} \quad K_t &= \frac{1}{1 + 0.8 \frac{\omega^2 h}{g \tan \alpha}} - K_r \\ \text{Wellenspektren:} \quad K_{t,m0} &= \frac{1}{1 + 1.2 \frac{\omega^2 h}{g \tan \alpha}} - K_{r,m0} \end{aligned} \quad (6.6)$$

Der dissipierte Wellenanteil $\Delta H/H_i$ kann nach Gl. 3.35 bestimmt werden (mit K_r nach Gl. 5.8 und K_t nach Gl. 6.6). Der mit dem Reflexionskoeffizienten K_r nach Gl. 5.8 und dem Transmissionskoeffizienten K_t nach Gl. 6.6 berechnete Wellenaufbau R (Gl. 3.43) ist für regelmäßige Wellen im Mittel um 1.7 % kleiner als die gemessenen Wellenaufbauhöhe (mit einer Standardabweichung $\sigma_R = 0.059$ bzw. 5.3 %) und für Wellenspektren im Mittel um 0.6 % größer ($\sigma_R = 0.050$ bzw. 5.5 %).

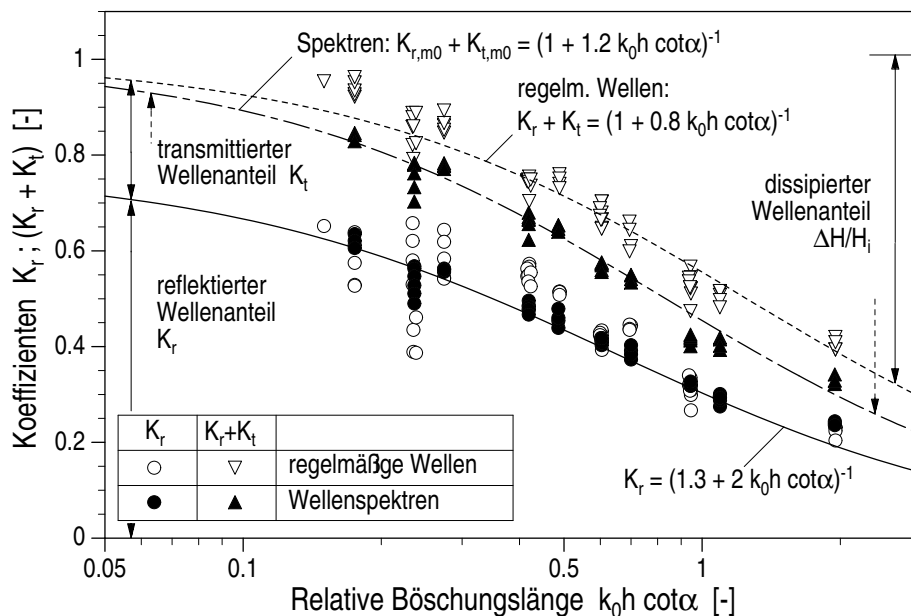


Abb. 6.6: Wellenreflexion, -transmission und Energiedissipation an der seeseitigen Wellenbrecherböschung für regelmäßige Wellen und Wellenspektren

Für eine relative Böschungslänge $k_0 h \cot \alpha = 0.5$ stimmen der Transmissionskoeffizienten K_t und der dissipierte Wellenanteil $\Delta H/H_i$ nach Gl. 6.4 und Gl. 3.43 überein.

Für kleinere relative Böschungslängen ($k_0 h \cot \alpha < 0.5$) liefert Gl. 6.4 zu geringe Werte für die Transmission (für $k_0 h_b < 0.2$ werden sogar negative Werte berechnet). Nach Gl. 3.43 strebt

dagegen der dissipierte Wellenanteil für sehr lange Wellen ($k_0 l_b \rightarrow 0$) gegen Null und man erhält für annähernd senkrechte Böschungen die größte Transmission. Für steile Böschungen ($k_0 h \cot \alpha < 0.5$) erhält man eine plausible Abschätzung der Wellentransmission und der Energiedissipation lediglich durch Gl. 3.43.

Für große relative Böschungslängen ($k_0 h \cot \alpha \geq 1$) erreicht der dissipierte Wellenanteil nach Gl. 3.43 eine Größenordnung, die für nichtbrechende Wellen unrealistisch ist. Ebenso wenig plausibel erscheint die kontinuierliche Zunahme der Transmission nach Gl. 6.4. Somit liegt die Wellentransmission und die Energiedissipation an flach geneigten Böschungen ($k_0 h \cot \alpha \geq 1$) wahrscheinlich zwischen den nach Gl. 6.4 und Gl. 3.43 berechneten Werten.

6.2.3 Asymmetrie des Wellenaufbaus

Für regelmäßige Wellen wurde der Zusammenhang zwischen der Auflaufhöhe R und dem maximalen Auflauf R_u über MWS untersucht. In Abb. 6.7 ist die Asymmetrie des Wellenaufbaus auf der Deckschicht R_u/R über der Nichtlinearität Π der anlaufenden Wellen aufgetragen, dabei ist die Größenordnung der Wellenreflexion durch verschiedene Symbole gekennzeichnet. Darüber hinaus wurden die Näherungsfunktionen für die Asymmetrie fortschreitender Wellen nach Gl. 5.7 und teilstehender Wellen nach Gl. 5.29 dargestellt.

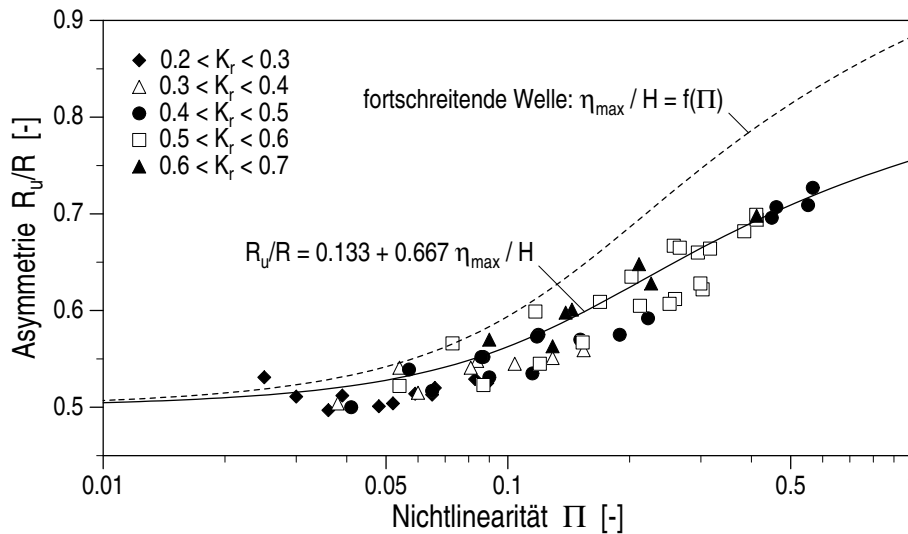


Abb. 6.7: Asymmetrie des Wellenaufbaus auf der Deckschicht

Die Asymmetrie des Wellenaufbaus auf der Deckschicht entspricht weitgehend der Wellenasymmetrie im Schwebungsbauch des halbstehenden Wellenfeldes vor dem Bauwerk und kann in guter Näherung mit Gl. 5.29 beschrieben werden. Die Meßwerte der Auflaufasymmetrie sind im Mittel um 2 % kleiner als die Asymmetrie nach Gl. 5.29 und haben eine Standardabweichung von 0.022 (3.7 %).

Die systematischen Abweichungen zwischen der Asymmetrie des Wellenaufbaus und der Asymmetrie teilstehender Wellen können sowohl durch Böschungseinflüsse (Durchlässigkeit, Rauigkeit und Neigung) als auch durch Unsicherheiten bei der Auflaufmessung verursacht werden.

Der notwendige Abstand des Pegeldrahtes von der Böschungsoberfläche kann in Abhängigkeit von der Geometrie des Auflaufkeils zu einer Unterschätzung des Wellenaufbaus R_u führen. Eine weitere Unsicherheit stellt der Verlauf der tatsächlichen Böschungsoberfläche dar. Auf der Grundlage der vorliegenden Meßergebnisse konnten keine weiteren Einflußgrößen (Reflexionsgrad, relative Böschungslänge etc.) neben der Nichtlinearität II für die Asymmetrie des Wellenaufbaus festgestellt werden.

Der höchste Wellenaufbau auf der Deckschicht ergibt sich aus der mittleren Wasserspiegellage und der Auflaufhöhe R_u . Der Anstieg des mittleren Wasserspiegels auf der Oberfläche der Deckschicht gegenüber dem Ruhewasserspiegel (Set-up) wird in Abschnitt 8.1 behandelt. Bei den vorliegenden Untersuchungen betrug der maximale Set-up auf der Deckschicht etwa 5 cm.

6.2.4 Wellenaufbau bei unregelmäßigem Seegang

Bei den Untersuchungen mit unregelmäßigem Seegang wurden die in Tab. 6.1 zusammengefaßten Kennwerte der Auflaufhöhenverteilung R_n/R_{m0} ermittelt. Diese Werte stimmen mit der Wellenhöhenverteilung im Fernfeld (Tab. 5.1) und im Nahfeld (Tab. 5.5) überein, wenn die Unsicherheiten bei der Bestimmung der Kennwerte für die Auflaufhöhenverteilung (Standardabweichung $\sigma_R = 3.1\%$ bis 6.7%) berücksichtigt werden. Darüber hinaus entspricht die Auflaufhöhenverteilung einer RAYLEIGH-Verteilung (s. Abschnitt 5.1 und Tab. 5.1). Somit ist für die vorliegenden Untersuchungen die Angabe der signifikanten Auflaufhöhe R_{m0} hinreichend für die Beschreibung der Auflaufhöhen bei unregelmäßigem Seegang.

Tab. 6.1: Auflaufhöhenverteilung im Auflaufspektrum auf der Deckschicht

Auflaufhöhen- verhältnis	Sollwert ¹⁾ R/R_{m0}	Mittelwert ²⁾ $R^* = \overline{R}/R_{m0}$	Standardabweichung σ_{R^*}	
R_m/R_{m0}	0.63	0.65	0.060	(6.7 %)
$R_{1/3}/R_{m0}$	1.00	0.99	0.027	(3.1 %)
$R_{1/10}/R_{m0}$	1.27	1.26	0.042	(4.7 %)
R_{max}/R_{m0}	1.50	1.51	0.059	(6.6 %)

¹⁾ theoretischer Verhältniswert für eine RAYLEIGH-Verteilung

²⁾ gemessener Verhältniswert

Die Verteilung der Energiedichte im Auflaufspektrum weicht teilweise relativ deutlich vom TMA-Energiedichtespektrum nach Gl. 5.5 ab. Die Abweichungen variieren mit der Peakperiode T_p und sind weitgehend unabhängig von der Wellenhöhe. In Abb. 6.8 sind das gemessene Auflaufspektrum, ein flächengleiches TMA-Spektrum sowie die Differenz zwischen den beiden Spektren beispielhaft für vier Peakperioden ($T_p = 4, 6, 8$ und 10 s) dargestellt. Das gemessene Auflaufspektrum wurde nicht geglättet. Die Differenz zwischen Auflauf- und TMA-Spektrum wurde zur Verdeutlichung der Abweichungen durch ein gleitendes Mittel über 7 Frequenzplätze geglättet.

Im Bereich kleiner Frequenzen ($f \leq f_p$) ist die Energiedichte des Auflaufspektrums deutlich höher als im TMA-Spektrum, bei großen Frequenzen ($f > f_p$) hingegen überwiegend kleiner. Es erfolgt also eine Verlagerung der Energie von hohen zu niedrigen Frequenzen gegenüber

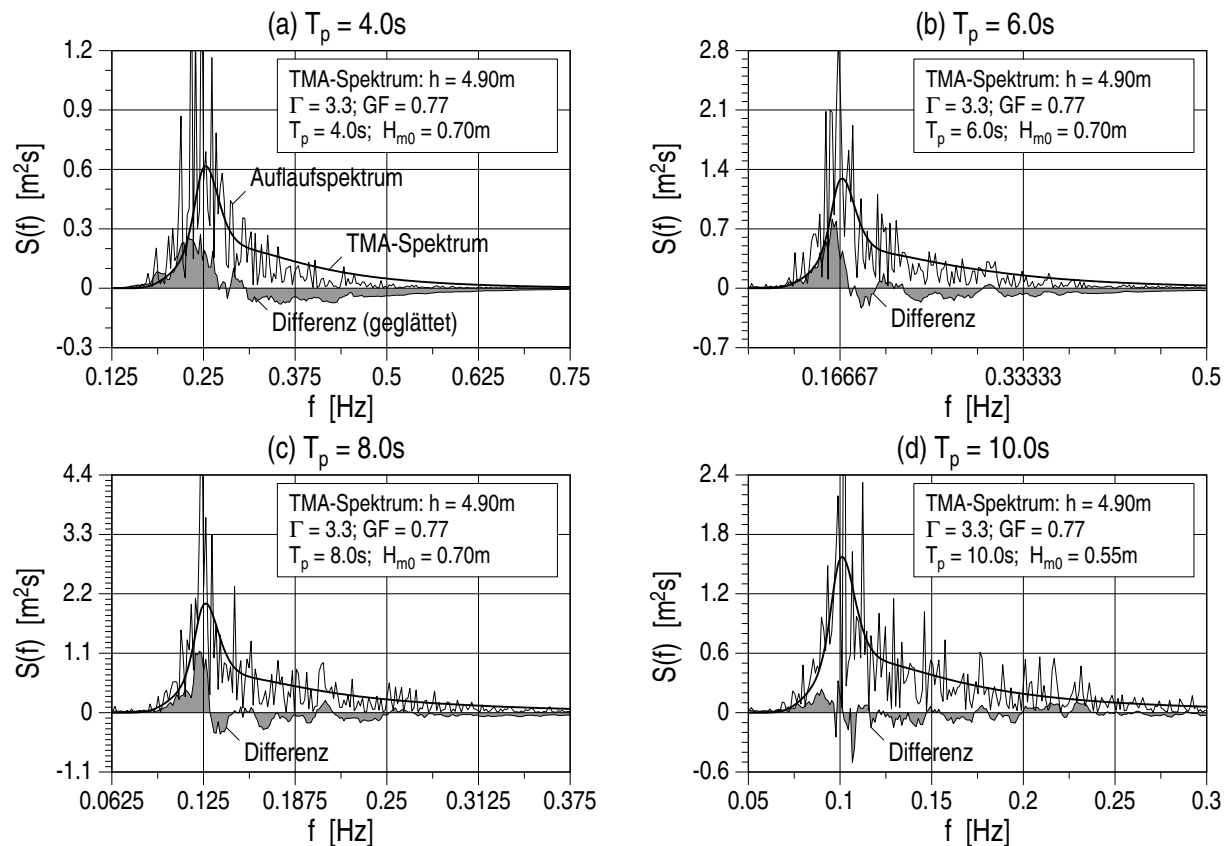


Abb. 6.8: Abweichungen zwischen dem Energiedichtespektrum des Wellenaufbaus und dem TMA-Spektrum für die Wellenparameter: (a) $T_p = 4.0 s$, $H_{m0} = 0.70 m$; (b) $T_p = 6.0 s$, $H_{m0} = 0.70 m$; (c) $T_p = 8.0 s$, $H_{m0} = 0.70 m$; (d) $T_p = 10.0 s$, $H_{m0} = 0.55 m$

dem Spektrum der anlaufenden Wellen (s. Abb. 5.4). Diese Verlagerung ist besonders ausgeprägt bei Spektren mit kleinen Peakperioden ($T_p < 6 s$) und einem relativ großen hochfrequenten Energieanteil. Sie nimmt mit zunehmender Peakperiode ($T_p = 6 - 8 s$) ab und ist bei langperiodischen Wellenspektren ($T_p = 10 s$) kaum mehr erkennbar.

6.3 Wasserspiegelverlauf über der Böschung

Der Wasserspiegelgradient über der Wellenbrecherböschung bestimmt die Strömungsprozesse auf und im Böschungskörper und hat damit auch wesentlichen Einfluß auf das Wechselspiel zwischen externer und interner Strömung.

Das Ziel der Untersuchungen in diesem Abschnitt ist die Beschreibung (i) des Wasserspiegelverlaufs über der Böschung (zu charakteristischen Zeitpunkten) für regelmäßige Wellen und (ii) der Wellenhöhenentwicklung über der Böschung bei unregelmäßigem Seegang (für die signifikante Wellenhöhe).

Zunächst werden geeignete Parameter zur Beschreibung des Wasserspiegelverlaufs bestimmt.

Mit diesen Parametern soll ein Ansatz für eine theoretische oder empirische Beschreibung des Wasserspiegelverlaufs entwickelt werden, dessen Genauigkeit anschließend überprüft wird. Schließlich wird die Wellenhöhenentwicklung über der Bauwerksböschung ermittelt und mit theoretischen Ansätzen verglichen.

Theoretische Ansätze zur Beschreibung der Wellenausbreitung, der Wasserspiegelauslenkungen und der Wellenhöhenentwicklung über einer rauhen, teildurchlässigen Böschung wurden im Abschnitt 3.2 entwickelt.

6.3.1 Darstellung des Wasserspiegelverlaufs

Die Veränderungen des Wasserspiegelverlaufs auf der Wellenbrecherböschung innerhalb einer Wellenperiode sind beispielhaft in Abb. 6.9 und Abb. 6.10 für drei Versuche mit regelmäßigen Wellen dargestellt. Die Wellenperioden variieren dabei zwischen $T = 4\text{ s}$, 6 s und 8 s bei einer nominalen Wellenhöhe von $H = 1.00\text{ m}$ und einem Wasserstand von $h = 2.49\text{ m}$. Das Zeitintervall zwischen zwei aufeinanderfolgenden Wasserspiegellinien beträgt $\Delta t = T/16\text{ s}$.

In Abb. 6.9 ist die Entwicklung der Wasserspiegellinie vom Zeitpunkt des tiefsten Rücklaufs bis zum höchsten Auflauf, d.h. der Wellenaufwurf auf der Böschung dargestellt. Beim tiefsten Wellenrücklauf steigt der Wasserspiegel vor dem Bauwerk, ausgehend von der Böschungsoberfläche kontinuierlich an und bildet die Wellenfront der ankommenden Welle. Man erkennt deutlich, daß diese Welle sich in Richtung des Bauwerks bewegt und die Wellenhöhe dabei zunächst abnimmt. Über der Wellenbrecherböschung nimmt die Wellenhöhe wieder zu und aus der Welle formt sich der Aufwulfschwall, der sich die Böschung hinaufschiebt.

In Abb. 6.10 ist der Wellenrücklauf auf der Böschung, d.h. die Entwicklung der Wasserspiegellinie vom höchsten Auflauf bis zum tiefsten Rücklauf dargestellt. Beim höchsten Wellenaufwurf erstreckt sich ein Wellental vor dem Bauwerk. Während das Wasser auf der Wellenbrecherböschung (und aus dem Wellenbrecherkern) abläuft, nähert sich die nächste Welle dem Bauwerk. Der „Wellenfuß“ erreicht das Bauwerk beim tiefsten Rücklauf. Mit zunehmender Wellenlänge bilden sich Sekundärwellen beim Wellenrücklauf auf der Böschung aus, die zu einer Verzögerung (z.B. bei $T = 8\text{ s}$, Abb. 6.10 c) oder zu einer Beschleunigung (z.B. bei $T = 6\text{ s}$, Abb. 6.10 b) des tiefsten Rücklaufs führen können.

6.3.2 Beschreibung des Wasserspiegelverlaufs

Der Wasserspiegelverlauf auf der Wellenbrecherböschung wurde für regelmäßige Wellen zum Zeitpunkt des höchsten Wellenaufwurfs und des tiefsten -rücklaufs untersucht. Die Kenntnis des Wasserspiegelverlaufs jeweils zum Zeitpunkt der Bewegungsumkehr liefert ein relativ umfassendes Bild der Wellenbewegung auf der Böschung. Nach DE ROUCK & VAN DAMME (1996) ist der höchste Wellenaufwurf bzw. der Zeitpunkt unmittelbar danach kritisch für die Gleitsicherheit der Wellenbrecherböschung. Für den Fall, daß die Gleitfuge vollständig innerhalb des Wellenbrechers verläuft, ist der tiefste Wellenrücklauf kritisch.

Bei der Beschreibung des Wasserspiegelverlaufs zum Zeitpunkt des höchsten Wellenaufwurfs bzw. des tiefsten -rücklaufs werden die folgenden Zustände jedoch nicht erfaßt: (i) das größte Wasservolumen über der Böschung (das beim einsetzenden Wellenrücklauf auftritt, s. Abb. 6.10)

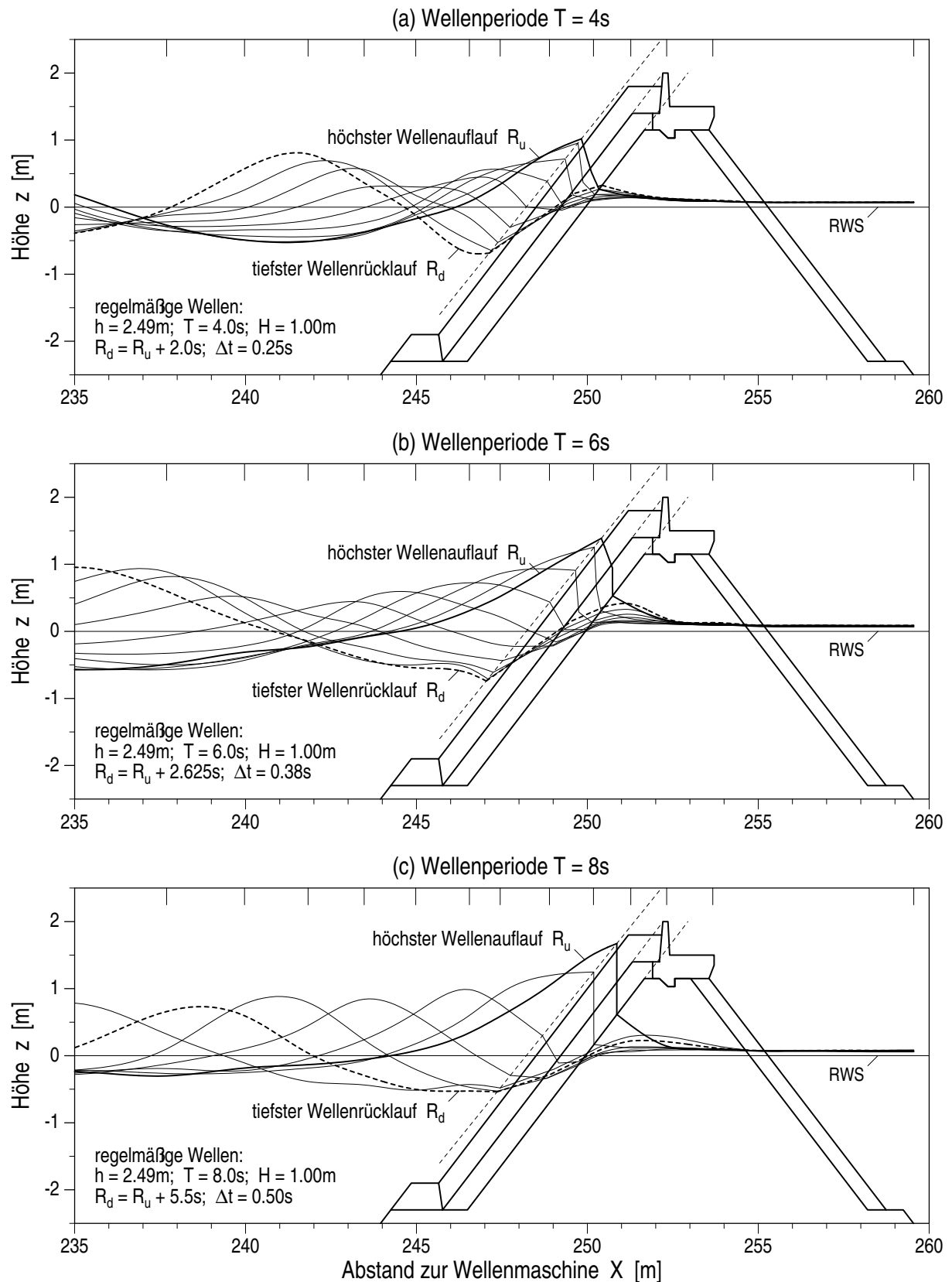


Abb. 6.9: Wasserspiegelauslenkungen am und im Bauwerk beim Wellenauflauf regelmäßiger Wellen mit einem Zeitschritt $\Delta t = T/16$, Wellenperioden von (a) $T = 4.0\text{ s}$, (b) $T = 6.0\text{ s}$ und (c) $T = 8.0\text{ s}$ und jeweils mit einer Wellenhöhe $H = 1.00\text{ m}$ bei einem Wasserstand $h = 2.49\text{ m}$

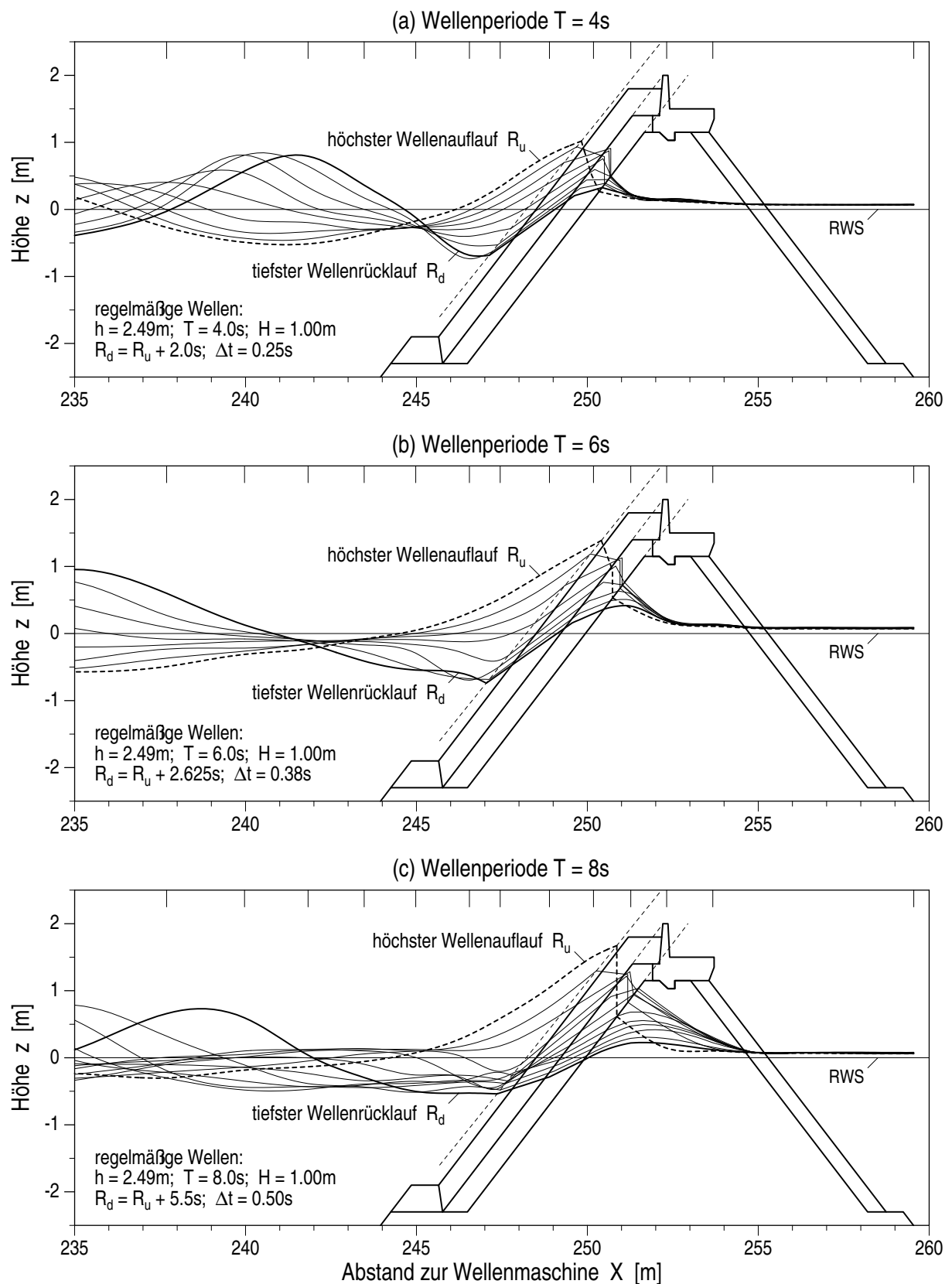


Abb. 6.10: Wasserspiegelauslenkungen am und im Bauwerk beim Wellenrücklauf regelmäßiger Wellen mit einem Zeitschritt $\Delta t = T/16$, Wellenperioden von (a) $T = 4.0\text{ s}$, (b) $T = 6.0\text{ s}$ und (c) $T = 8.0\text{ s}$ und jeweils mit einer Wellenhöhe $H = 1.00\text{ m}$ bei einem Wasserstand $h = 2.49\text{ m}$

sowie (ii) die maximalen Wasserspiegelgradienten (die etwa beim halben Wellenauflauf und beim einsetzenden Wellenrücklauf auftreten, s. Abb. 6.9 und Abb. 6.10).

Zur Parametrisierung und Beschreibung der Wasserspiegellinie über der Böschung wurden charakteristische Punkte definiert, die in Abb. 6.11 dargestellt sind. Der Schnittpunkt des Ruhewasserspiegels mit der Böschung wurde mit A bezeichnet. Beim höchsten Wellenauflauf wird der Schnittpunkt der Wasserspiegellinie mit der Böschung (bzw. der Meßebene des Wellenauflaufpegels) mit B und der Schnittpunkt mit dem Ruhewasserspiegel mit C bezeichnet. Der Punkt B' ergibt sich durch Projektion des Punktes B auf den Ruhewasserspiegel. Beim tiefsten Wellenrücklauf steht Punkt D für den Schnittpunkt zwischen Wasserspiegellinie und Böschung (bzw. der Meßebene des Wellenauflaufpegels), Punkt E für den Schnittpunkt mit dem Ruhewasserspiegel und D' ist wiederum die Projektion von D auf den Ruhewasserspiegel.

Der mittlere Gradient der Wasserspiegellinie beim höchsten Wellenauflauf zwischen den Punkten C und B' entspricht der Steigung zwischen C und B . Ebenso liefert die Steigung zwischen E und D den mittleren Gradienten der Wasserspiegellinie (im Abschnitt $E - D'$) beim tiefsten Rücklauf. Die Punkte B und C sowie D und E beschreiben somit den linearisierten Wasserspiegelverlauf beim höchsten Wellenauflauf und beim tiefsten Wellenrücklauf auf der Deckschicht.

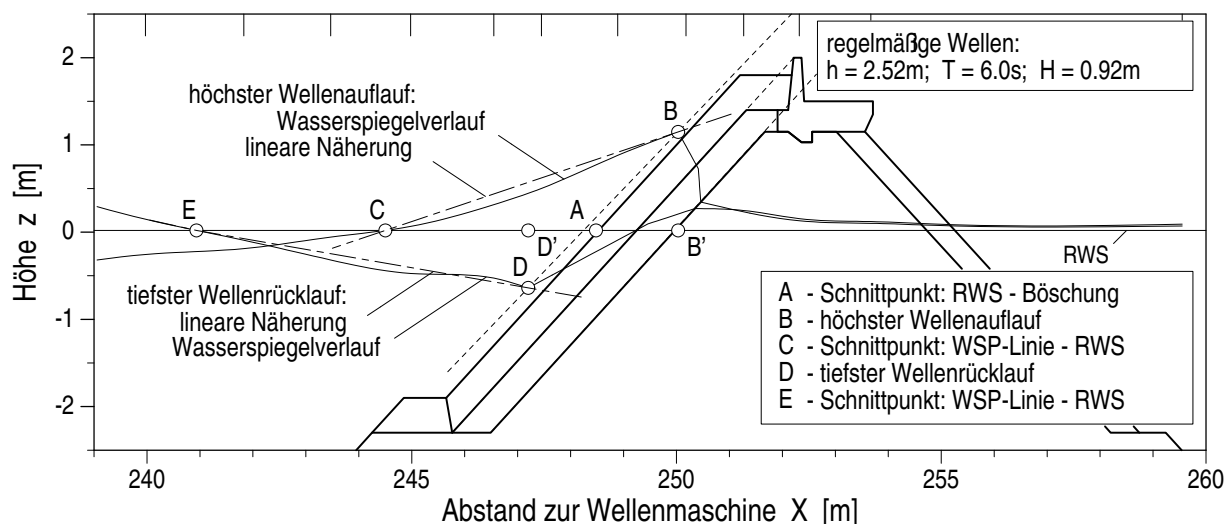


Abb. 6.11: Parametrisierung des Wasserspiegelverlaufs über der Bauwerksböschung beim höchsten Wellenauflauf und beim tiefsten Wellenrücklauf

In Abb. 6.12 sind theoretische und gemessene Wasserspiegelverläufe beispielhaft für die Wellenparameter $H = 0.92\text{ m}$, $T = 6\text{ s}$ und $h = 2.52\text{ m}$ dargestellt.

Die Eulersche Betrachtung (Gl. 3.39) liefert gleiche Nulldurchgänge für den Wellenauflauf und -rücklauf ($C = E$). Außerdem sind die Punkte B und D spiegelsymmetrisch zum Ruhewasserspiegel, so daß sich gleiche Wasserspiegelgradienten beim Wellenauflauf und -rücklauf ergeben. Insgesamt liefert die Eulersche Beschreibung ein stark verzerrtes Bild der Wasserspiegelverläufe über der Böschung.

Bei Lagrangescher Betrachtung (Gl. 3.57 und Gl. 3.58) liegt Punkt C näher am Bauwerk als Punkt E und die Punkte B und D liegen auf der Böschungsoberfläche. Damit erhält man ein

realistisches Bild der Wasserspiegelverläufe über der Wellenbrecherböschung. Die wesentlichen Abweichungen gegenüber den gemessenen Wasserspiegelverläufen ergeben sich dadurch, daß die Asymmetrie des Wellenaufbaus durch den linearen Ansatz nach Gl. 3.57 und Gl. 3.58 nicht erfaßt wird. Außerdem liefert das theoretische Modell einen leicht konvex geformten Wasserspiegelverlauf beim Aufbau. Die Messungen zeigen dagegen ein deutlich konkav geformtes Profil (s.a. Abb. 6.9).

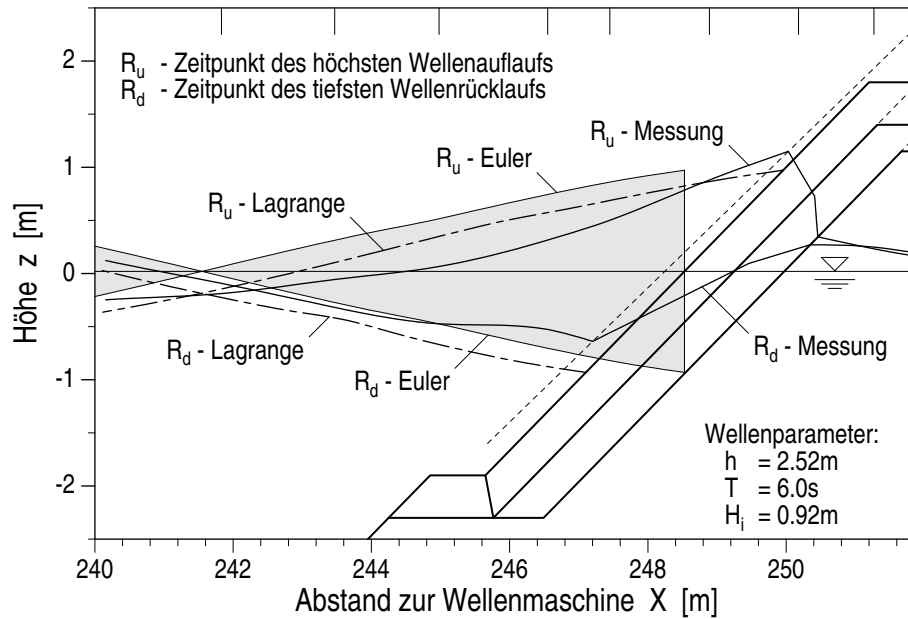


Abb. 6.12: Gemessener und theoretischer Wasserspiegelverlauf über der Bauwerksböschung beim höchsten Wellenaufbau und beim tiefsten Wellenrücklauf für eine regelmäßige Welle mit $H = 0.92 \text{ m}$, $T = 6.0 \text{ s}$ und $h = 2.52 \text{ m}$

Die mittleren Wasserspiegelgradienten über der Wellenbrecherböschung beim höchsten Wellenaufbau (Steigung $C - B$, s. Abb. 6.11) und beim tiefsten -rücklauf (Steigung $E - D$) sind in Abb. 6.13 über dem relativen Wellenaufbau kR_u bzw. dem relativen Wellenrücklauf kR_d (mit $R_d = R_u - R$) aufgetragen. In beiden Fällen besteht ein annähernd linearer Zusammenhang (Abb. 6.13), der beschrieben wird durch:

$$\begin{aligned}
 \text{Wellenaufbau:} \quad \frac{\Delta \eta}{\Delta x} &= \frac{z(B)}{x(B) - x(C)} = 0.83 kR_u \\
 \text{Wellenrücklauf:} \quad \frac{\Delta \eta}{\Delta x} &= \frac{z(D)}{x(D) - x(E)} = -0.96 kR_d
 \end{aligned} \tag{6.7}$$

Die Standardabweichung der Meßwerte gegenüber dem mittleren Wasserspiegelgradienten nach Gl. 6.7 beträgt $\sigma_{BC} = 0.011$ (8.6 %) bzw. $\sigma_{DE} = 0.021$ (20.9 %). Weitere Einflußfaktoren konnten nicht ermittelt werden.

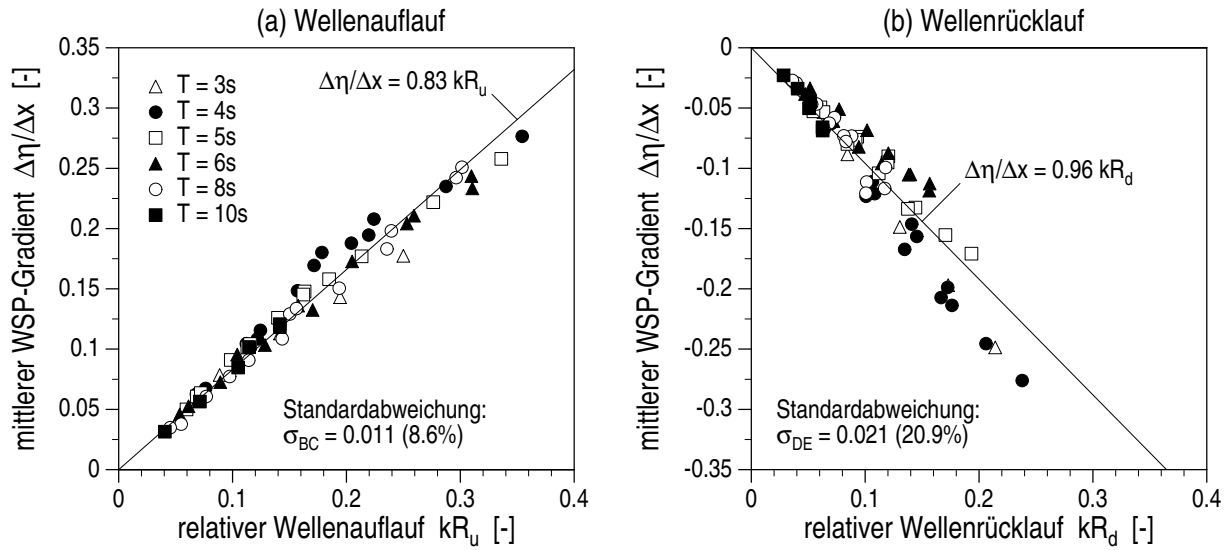


Abb. 6.13: Mittlerer Wasserspiegelgradient über der Bauwerksböschung (a) beim höchsten Wellenauflauf und (b) beim tiefsten Wellenrücklauf

Der tatsächliche Wasserspiegelverlauf über der Wellenbrecherböschung weicht gegenüber der linearen Näherung nach Gl. 6.7 ab (s. Abb. 6.12). Um diese Abweichungen zu quantifizieren wurde die gemessene Wasserspiegelauslenkung über den Weg x integriert und ins Verhältnis gesetzt zu der Fläche unter der linearen Näherung für den Wasserspiegelverlauf:

$$\begin{aligned} \text{Wellenauflauf:} \quad \frac{A(\eta)}{A(\Delta)} &= \int_C^{B'} \eta \, dx \frac{2}{z(B) [x(B') - x(C)]} \\ \text{Wellenrücklauf:} \quad \frac{A(\eta)}{A(\Delta)} &= \int_E^{D'} \eta \, dx \frac{2}{z(D) [x(D') - x(E)]} \end{aligned}$$

Das Verhältnis des tatsächlichen Auflaufvolumens pro Längeneinheit $A(\eta)$ zur linearen Näherung $A(\Delta)$ ist in Abb. 6.14 über der Nichtlinearität Π der anlaufenden Wellen aufgetragen. Bei geringer Nichtlinearität ($\Pi \leq 0.05$) liefern Gl. 6.7 eine annähernd exakte Beschreibung des tatsächlichen Wasserspiegelverlaufs über der Bauwerksböschung. Mit zunehmender Nichtlinearität nehmen die Abweichungen gegenüber der linearen Näherung erwartungsgemäß zu. Diese Abweichungen können näherungsweise beschrieben werden durch:

$$\begin{aligned} \text{Wellenauflauf:} \quad \frac{A(\eta)}{A(\Delta)} &= 1 - 0.70 \Pi \\ \text{Wellenrücklauf:} \quad \frac{A(\eta)}{A(\Delta)} &= 1 + 0.43 \sqrt{\Pi} \end{aligned} \tag{6.8}$$

Ab einer Nichtlinearität $\Pi \geq 0.1$ sollte eine Korrektur des linearen Wasserspiegelverlaufs auf der Grundlage der in Abb. 6.14 dargestellten Ergebnisse vorgenommen werden. Voraussetzung dafür ist die Vorgabe eines realistischeren Wasserspiegelverlaufs, der durch einen zusätzlichen Parameter beschrieben werden kann. Dies kann sowohl ein gekrümmter Verlauf (der z.B. durch

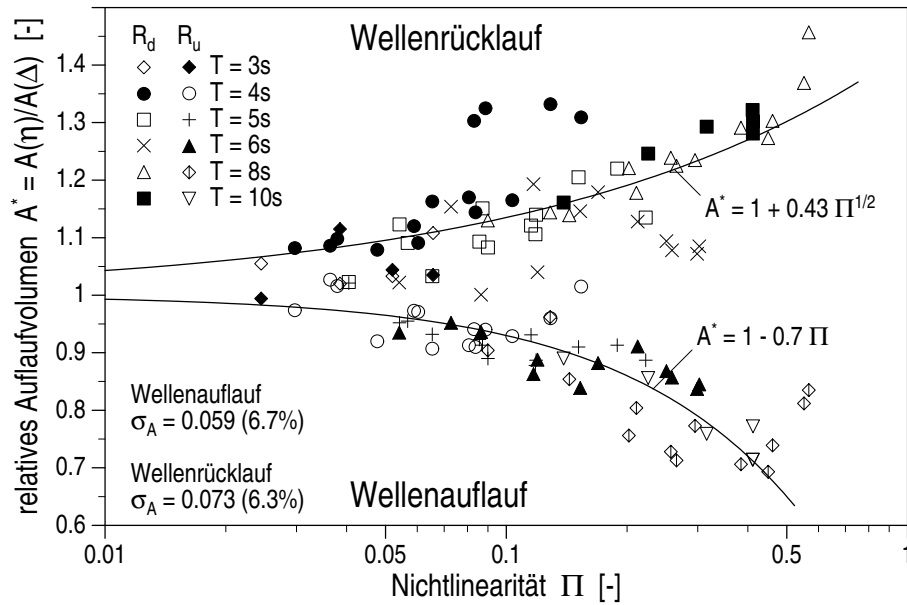


Abb. 6.14: Verhältnis des tatsächlichen Auf- und Rücklaufvolumens zur linearen Näherung in Abhängigkeit von der Nichtlinearität Π der anlaufenden Wellen

ein Polynom beschrieben wird) als auch ein Polygonzug (eine abschnittsweise lineare Funktion) sein, wobei Polynome und Polygone höherer Ordnung zusätzliche Randbedingungen erfordern. Im vorliegenden Fall wurde ein quadratisches Polynom gewählt, das (i) die Punkte B und C (bzw. D und E) schneidet, (ii) das Auflaufvolumen gegenüber der linearen Näherung nach Gl. 6.8 korrigiert und (iii) ein symmetrisches Profil der Wasserspiegellinie im Abschnitt $B' - C$ bzw. $D' - E$ liefert (d.h. die Steigung ändert sich im Anfangs- und Endpunkt jeweils um den gleichen Betrag gegenüber der linearen Näherung).

Der Wasserspiegelverlauf über der Bauwerksböschung beim *höchsten Wellenaufwurf* wird damit beschrieben:

$$\begin{aligned} \frac{\eta}{R_u} = & 1 - 0.83 k \left(\frac{R_u}{\tan \alpha} + x \right) \\ & + \frac{3}{4} \cdot 0.7 \Pi \left[1 - \left(2 \cdot 0.83 k \left(\frac{R_u}{\tan \alpha} + x \right) - 1 \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (6.9)$$

Die erste Zeile entspricht der linearen Näherungsfunktion (s. Gl. 6.7), in der zweiten Zeile steht die Korrektur nach Gl. 6.8 (mit der Nichtlinearität Π der anlaufenden Wellen). Für Gl. 6.9 wurde diese ausführliche Form gewählt, damit die empirischen Koeffizienten aus Gl. 6.7 und Gl. 6.8 erkennbar bleiben. Der Wellenaufwurf R_u kann berechnet werden mit Gl. 6.3 und Gl. 5.29, darüber hinaus ist bei der Bestimmung von R_u auch der Set-up auf der Böschung zu berücksichtigen.

Durch das entsprechende Vorgehen erhält man die folgende Korrektur für den Wasserspiegelverlauf beim *tiefsten Wellenrücklauf*:

$$\begin{aligned} \frac{\eta}{R_d} = & 1 - 0.96 k \left(\frac{R_d}{\tan \alpha} + x \right) \\ & + \frac{3}{4} \cdot 0.43 \sqrt{\Pi} \left[1 - \left(2 \cdot 0.96 k \left(\frac{R_d}{\tan \alpha} + x \right) - 1 \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (6.10)$$

Die Näherungspolynome für die Wasserspiegellinie nach Gl. 6.9 und Gl. 6.10 haben im Böschungsbereich gegenüber den gemessenen Wasserspiegelauslenkungen beim höchsten Wellenauflauf eine Standardabweichung $\sigma_\eta = 10.8\%$ (gegenüber 13.9% beim linearen Verlauf) und von 16.9% beim tiefsten Rücklauf ($\sigma_\eta = 28.9\%$ beim linearen Ansatz).

6.3.3 Wellenhöhenentwicklung

Neben der Entwicklung des Wasserspiegelverlaufs über der Wellenbrecherböschung (innerhalb einer Wellenperiode) ist insbesondere bei unregelmäßigem Seegang auch die Entwicklung der Wellenhöhe über der Böschung von Interesse.

Die Wellenpegel WP 18–21 (s. Abb. 4.1, 4.4 und Tab. 4.3) liefern Informationen über die lokalen Wellenverhältnisse in dem Bereich $x > 0$ (über der Bauwerksböschung seewärts des Schnittpunktes mit dem RWS und am Wellenbrecherfuß). Im Böschungsabschnitt oberhalb des RWS ($x \leq 0$, WP 22 und 23), wo die Wasserspiegellinie zeitweise über der Böschung und zeitweise im Böschungskörper verläuft, wurden nicht die lokalen Wellenhöhen sondern die lokale Schichtdicke betrachtet, um Meßwerte und theoretische Werte vergleichen zu können. Für regelmäßige Wellen wurde die maximale Schichtdicke aus der Höhe des Wellenbergs η_{max} (über MWS) abzüglich der Höhe der Böschungsoberfläche $z = x / \tan \alpha$ ermittelt. Für unregelmäßigen Seegang wurde die Böschungshöhe z von der signifikanten Wellenhöhe H_{m0} abgezogen.

Die an den Wellenpegeln WP 18–23 gemessenen lokalen Wellenhöhen (bzw. Schichtdicken) wurden auf die maximale Wellenhöhe im halbstehenden Wellenfeld vor dem Bauwerk bezogen und sind in Abb. 6.15 a für regelmäßige Wellen ($H(x)/[H_i(1+K_r)]$) und in Abb. 6.15 b für Wellenspektren ($H_{m0}(x)/[H_{i,m0}(1+K_r)]$) über dem relativen Abstand zur Uferlinie (Schnittpunkt zwischen MWS und Böschungsoberfläche) aufgetragen. Der mittlere Verlauf der Wellenhöhe wurde jeweils durch einen kubischen Spline angenähert. Für regelmäßige Wellen und Wellenspektren setzen sich die Schwankungen der lokalen Wellenhöhe im halbstehenden Wellenfeld vor dem Bauwerk (s. Abb. 5.20) über der Wellenbrecherböschung fort. Die größten Wellenhöhen treten bei regelmäßigen Wellen etwa bei $kx = 0.34$ und bei Wellenspektren bei $kx = 0.12$ auf. Anschließend nimmt die relative Wellenhöhe (bzw. Schichtdicke) in beiden Fällen annähernd linear ab und strebt für $kx = -0.5$ gegen Null.

Insgesamt tritt bei regelmäßigen Wellen (Abb. 6.15 a) eine deutlich größere Streuung der Meßwerte gegenüber unregelmäßigen Wellen (Abb. 6.15 b) auf, da Sekundärwellen die lokale Wellenhöhe regelmäßiger Wellen direkt beeinflussen, durch den Parameter H_{m0} jedoch nicht erfaßt werden. Insbesondere bei den Ergebnissen mit Wellenspektren erkennt man eine Zunahme der Meßwertstreuung im Bereich $x < 0$, da die lokale Wellenhöhe (bzw. Schichtdicke) im Auflaufschwall in erster Linie von der Auflaufhöhe abhängt und nicht von der Wellenzahl. Dieser Zusammenhang wird durch die Auftragung in Abb. 6.15 jedoch nicht erfaßt.

Es ist bemerkenswert, daß die größte Wellenhöhe auf der Böschung bei unregelmäßigen Wellen deutlich näher am Schnittpunkt der Böschung mit dem Ruhewasserspiegel ($x = 0$) liegt als

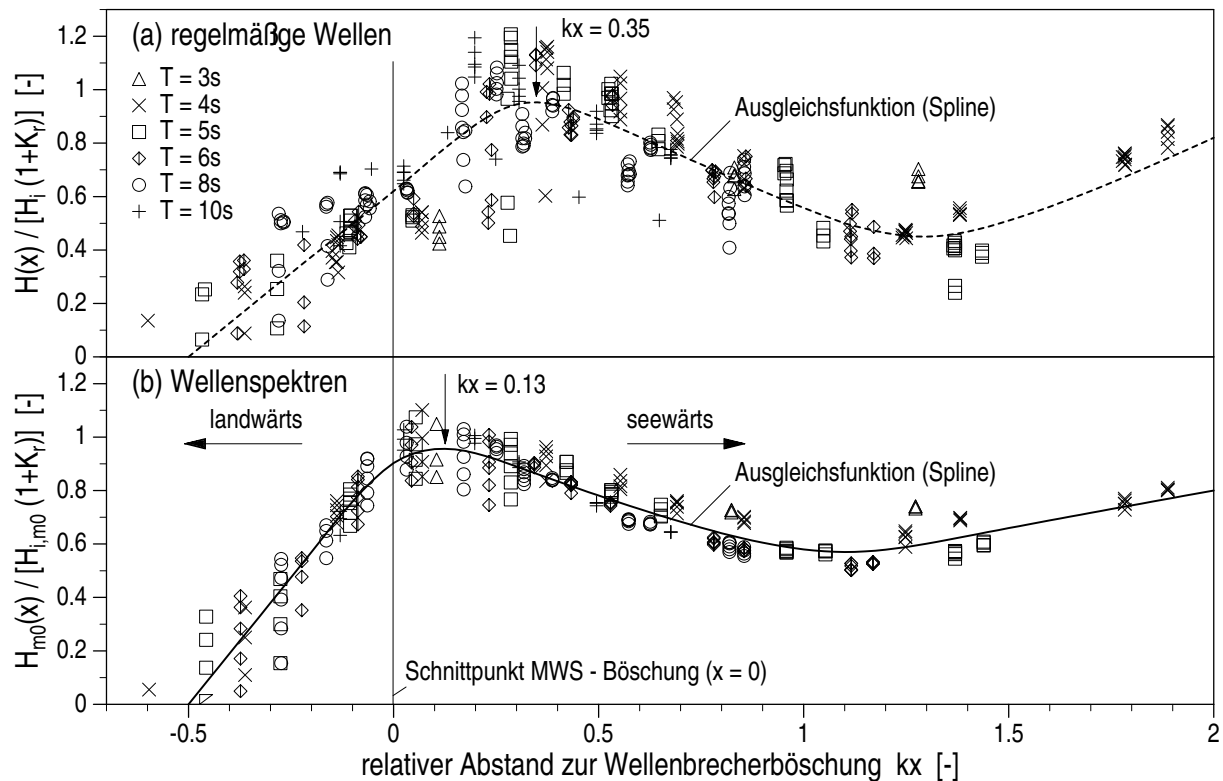


Abb. 6.15: Entwicklung der relativen Wellenhöhe $H(x)/[H_i(1 + K_r)]$ über der Bauwerksböschung (a) für regelmäßige Wellen und (b) für Wellenspektren

bei regelmäßigen Wellen. Dies gilt ebenso für die kleinste lokale Wellenhöhe im Bereich des Wellenbrecherfußes, die bei regelmäßigen Wellen stärker ausgeprägt ist als bei unregelmäßigen Wellen (vgl. Abb. 5.20).

Die theoretischen Wellenhöhen über der Wellenbrecherböschung bei Eulerscher und Lagrange-scher Betrachtung sind in Abb. 6.16 dargestellt. Aufgetragen wurden die für die Versuchsbedingungen mit regelmäßigen Wellen (s. Tab. 4.6) an den Positionen der Wellenpegel WP 18–23 (s. Tab. 4.3) berechneten lokalen Wellenhöhen. Zum Vergleich sind auch die Ausgleichsfunktionen, die aus den Meßwerten für regelmäßige Wellen und Wellenspektren ermittelt wurden, dargestellt (s. Abb. 6.15).

Die Eulersche Betrachtung (Gl. 3.39) liefert für $kx \geq 0.8$ weitgehende Übereinstimmung mit den gemessenen Wellenhöhen für regelmäßige Wellen. Für $kx < 0.8$ wird die lokale Wellenhöhe zunehmend überschätzt und ab $kx \leq 0.25$ liefert Gl. 3.39 ein vollständig verzerrtes Bild der tatsächlichen Wellenhöhenentwicklung über der Bauwerksböschung.

Dagegen wird die Wellenhöhenentwicklung durch die Lagrangesche Beschreibung nach Gl. 3.57 und Gl. 3.58 qualitativ richtig erfaßt. Im Bereich $kx \geq 1$ zeigt sich erwartungsgemäß ebenfalls eine weitgehende Übereinstimmung mit den gemessenen Wellenhöhen regelmäßiger Wellen. Im Bereich $0 \leq kx < 1$ wird die tatsächliche Wellenhöhe systematisch überschätzt und im oberen Böschungsbereich ($kx < -0.1$) unterschätzt. Letztere Abweichungen sind darauf zurückzuführen, daß das lineare Modell nach Gl. 3.57 und Gl. 3.58 die Asymmetrie des Wellenaufbaus

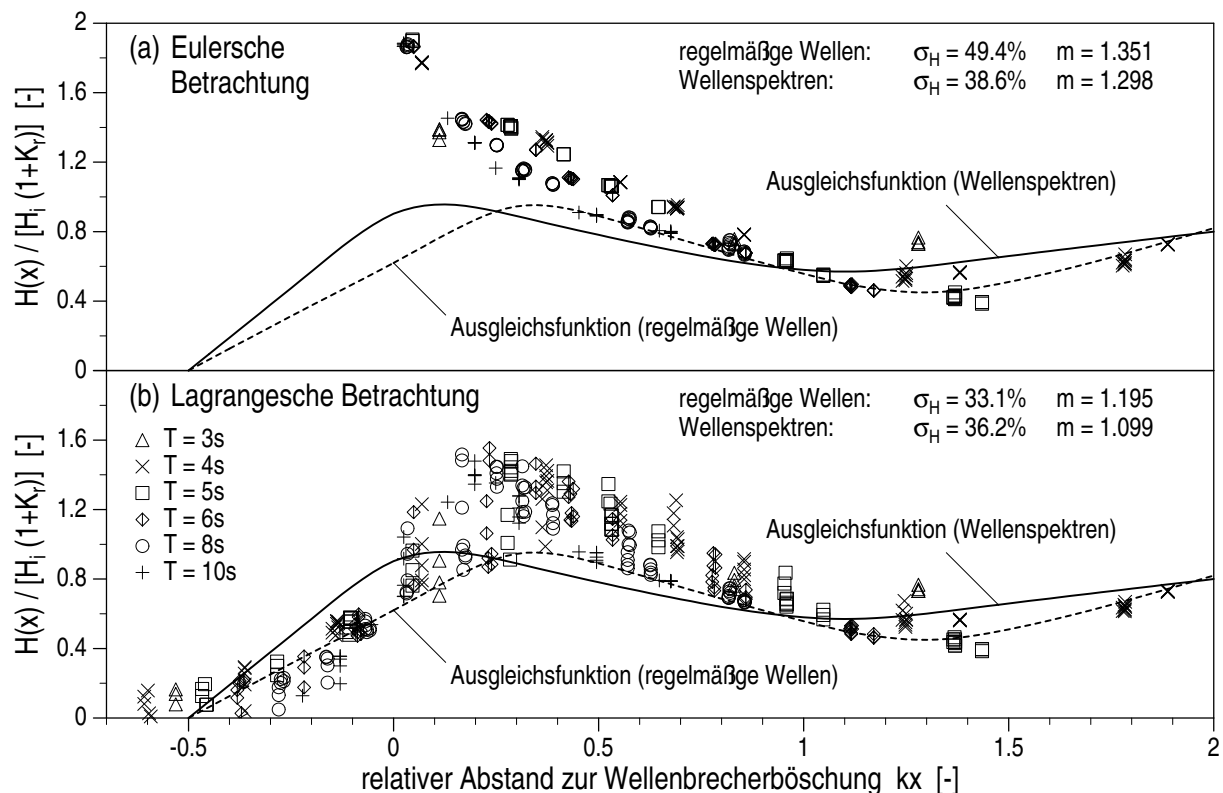


Abb. 6.16: Vergleich der theoretischen relativen Wellenhöhen über der Bauwerksböschung in (a) Eulerscher und (b) Lagrangescher Betrachtung mit den gemessenen Wellenhöhenentwicklungen für regelmäßige Wellen und Wellenspektren

nicht berücksichtigt.

Einen Überblick über die Abweichungen zwischen den theoretischen und den gemessenen Wellenhöhen für regelmäßige Wellen und Wellenspektren sowie für die verschiedenen Böschungsabschnitte gibt Tab. 6.2.

6.4 Druckverteilung auf der Böschung

Neben dem Wasserspiegelverlauf über der Wellenbrecherböschung bildet die Druckverteilung auf der Böschungsoberfläche die wichtigste Randbedingung für die Strömungsprozesse im Bauwerk. Darüber hinaus ist die Kenntnis des Drucks auf der Böschung eine notwendige Voraussetzung für die Analyse der Strömungsvorgänge in den oberflächennahen Schichten des Wellenbrechers und der Wechselwirkungen zwischen internen und externen Strömungen.

Das Ziel der Untersuchungen dieses Abschnitts ist die Beschreibung der Druckverteilung und der Höhe der Druckoszillationen auf der Böschungsoberfläche. Zunächst werden die Zusammenhänge zwischen den Wasserspiegelauslenkungen und dem Druck auf der Böschungsoberfläche untersucht. Anschließend wird die Höhe der Druckoszillationen auf der Böschung in Abhängigkeit von der lokalen Wellenhöhe beschrieben.

Tab. 6.2: Abweichungen zwischen gemessenen und theoretischen Wellenhöhen über der Wellenbrecherböschung

Betrachtung	Bereich	regelmäßige Wellen			Wellenspektren		
		syst. Fehler ¹⁾ μ_H	Standard- abweichung σ_H		syst. Fehler ¹⁾ μ_H	Standard- abweichung σ_H	
Euler	$kx > 0$	1.351	0.429 m	(49.4 %)	1.298	0.286 m	(38.6 %)
Lagrange	$kx \leq 0$	0.841	0.182 m	(48.8 %)	0.593	0.241 m	(81.7 %)
	$kx > 0$	1.262	0.250 m	(30.9 %)	1.219	0.216 m	(31.1 %)
	gesamt	1.195	0.237 m	(33.1 %)	1.099	0.221 m	(36.2 %)

¹⁾ der systematische Fehler wurde bestimmt: $\mu_H = 1/n \sum_{i=1}^n H(x)(\text{Rechnung}) / H(x)(\text{Messung})$

Theoretische Ansätze zur Beschreibung der Druckverteilung und der Höhe der Druckoszillationen auf einer rauen, teildurchlässigen Böschung sind im Abschnitt 3.2 dargestellt.

6.4.1 Druckverteilung

Die Druckverteilung auf der Deckschicht ist in Abb. 6.17 beispielhaft für zwei regelmäßige Wellen mit $T = 4 \text{ s}$, $H_i(\text{Nahfeld}) = 0.970 \text{ m}$ sowie $T = 8 \text{ s}$, $H_i(\text{Nahfeld}) = 1.255 \text{ m}$ (jeweils bei einem Wasserstand $h = 2.52 \text{ m}$) dargestellt. Aufgetragen wurden sowohl der dynamische Druck ($p/\rho g$) als auch die Summe aus statischem und dynamischem Druck (Gesamtdruck $z + p/\rho g$). Darüber hinaus ist auch der Wasserspiegelverlauf dargestellt. Die Druckverteilung auf der Böschungsoberfläche wurde ebenso wie der Verlauf der Wasserspiegellinie durch Simultananalyse und Interpolation ermittelt (s. Abschnitt 4.4).

Man erkennt in Abb. 6.17 sehr deutlich eine leichte Reduktion des Gesamtdrucks $z + p/\rho g$ gegenüber der Wasserspiegelauslenkung η . Diese Reduktion wurde in Abschnitt 3.2 durch den Druckkoeffizienten κ_p beschrieben. Mit der Annahme kleiner Wellenhöhen nach linearer Wellentheorie (die Wasserspiegelauslenkungen η sind danach gegenüber der Wassertiefe h vernachlässigbar) wird der in Gl. 3.3 eingeführte Druckkoeffizient κ_p beschrieben:

$$\text{Wellen kleiner Amplitude:} \quad \kappa_p = \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \quad (6.11)$$

Dieser Koeffizient beschreibt die Druckverteilung sowohl unter fortschreitenden als auch unter stehenden und teilstehenden Wellen (s. Gl. 3.3, Gl. 3.6 und Gl. 3.11). Für Wellen finiter Amplitude ist η gegenüber h nicht mehr vernachlässigbar und man erhält den folgenden Druckkoeffizient:

$$\text{Wellen finiter Amplitude:} \quad \kappa_p = \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh k(h+\eta)} \quad (6.12)$$

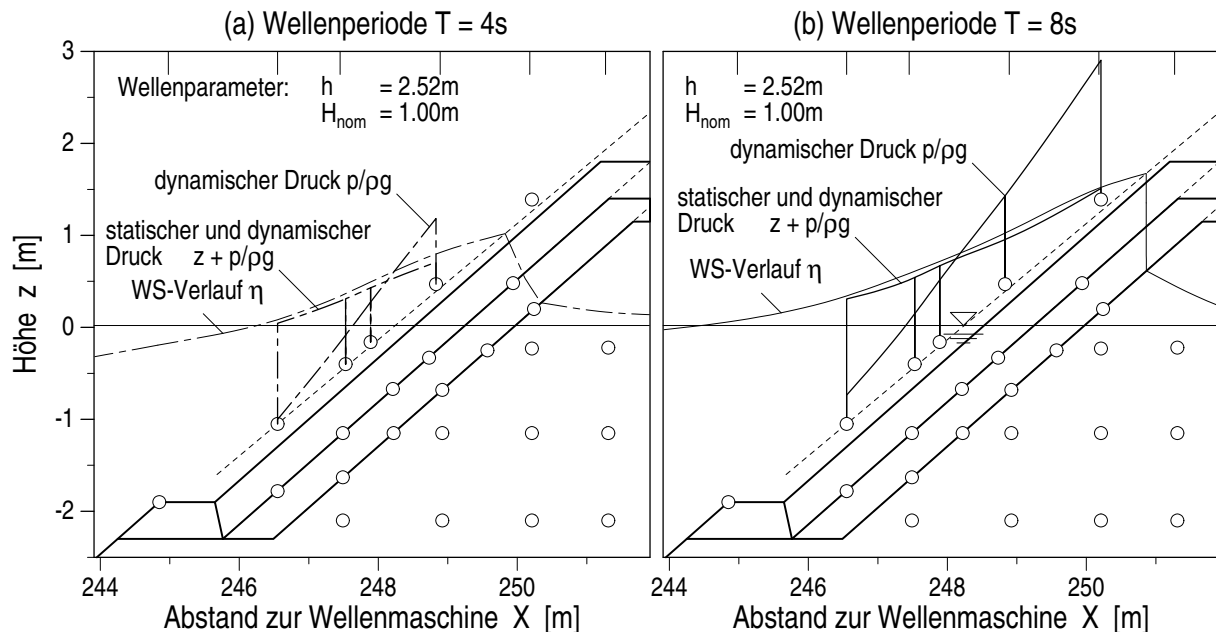


Abb. 6.17: Wasserspiegelverlauf und Druckverteilung auf der Deckschicht (dynamischer Druck $p/\rho g$ und gesamter Druck $z + p/\rho g$) beim höchsten Wellenaufwurf für regelmäßige Wellen mit (a) $T = 4\text{ s}$, $H_i = 0.970\text{ m}$ und (b) $T = 8\text{ s}$, $H_i = 1.255\text{ m}$ ($h = 2.52\text{ m}$)

Der Zusammenhang zwischen Wasserspiegelauslenkung und Druck wird durch Gl. 3.44 beschrieben, wobei der Koeffizient κ_p nach Gl. 6.11 oder nach Gl. 6.12 verwendet werden kann.

In Abb. 6.18 ist der bei Untersuchungen mit regelmäßigen Wellen zum Zeitpunkt des höchsten Wellenaufwurfs auf der Böschungsoberfläche berechnete Druck über dem gemessenen Druck aufgetragen. Der berechnete Druck wurde aus den über der Böschung gemessenen Wasserspiegelauslenkungen nach Gl. 3.44 mit Druckkoeffizienten κ_p nach Gl. 6.11 (Abb. 6.18 a) und nach Gl. 6.12 (Abb. 6.18 b) bestimmt.

Der Koeffizient κ_p nach Gl. 6.11 beschreibt die Druckverteilung auf der Böschung für kleine Wasserspiegelauslenkungen ($p/\rho g < 0.5$) sehr genau. Mit zunehmenden Wasserspiegelauslenkungen wird der Druck jedoch überschätzt (Abb. 6.18 a). Insgesamt liefert die Berechnung im Mittel um 6.4 % höhere Druckwerte, die gegenüber den Meßwerten eine Standardabweichung von $\sigma_p = 0.041\text{ m}$ (11.1 %) haben.

Mit dem Koeffizienten κ_p nach Gl. 6.12 kann dagegen der Druck auf der Böschung für alle untersuchten Wasserspiegelauslenkungen annähernd exakt bestimmt werden (Abb. 6.18 b). Die berechneten Drücke liegen im Mittel um 0.2 % unter den Meßwerten und haben eine Standardabweichung von $\sigma_p = 0.020\text{ m}$ (5.8 %).

Die Ergebnisse in Abb. 6.18 zeigen deutlich, daß bei der Beschreibung des Zusammenhangs zwischen der Druckverteilung auf der Böschungsoberfläche und der Wasserspiegelauslenkung die gesamte Wassertiefe (über der Böschung und im Böschungskörper) berücksichtigt werden muß. Bei der theoretischen Beschreibung der Wellenbewegung über der Böschung (Gl. 3.63) wurde lediglich für den transmittierten und den dissipierten Wellenanteil die gesamte Wassertiefe h angesetzt. Für den reflektierten Wellenanteil wurde dagegen nur die Wassertiefe über

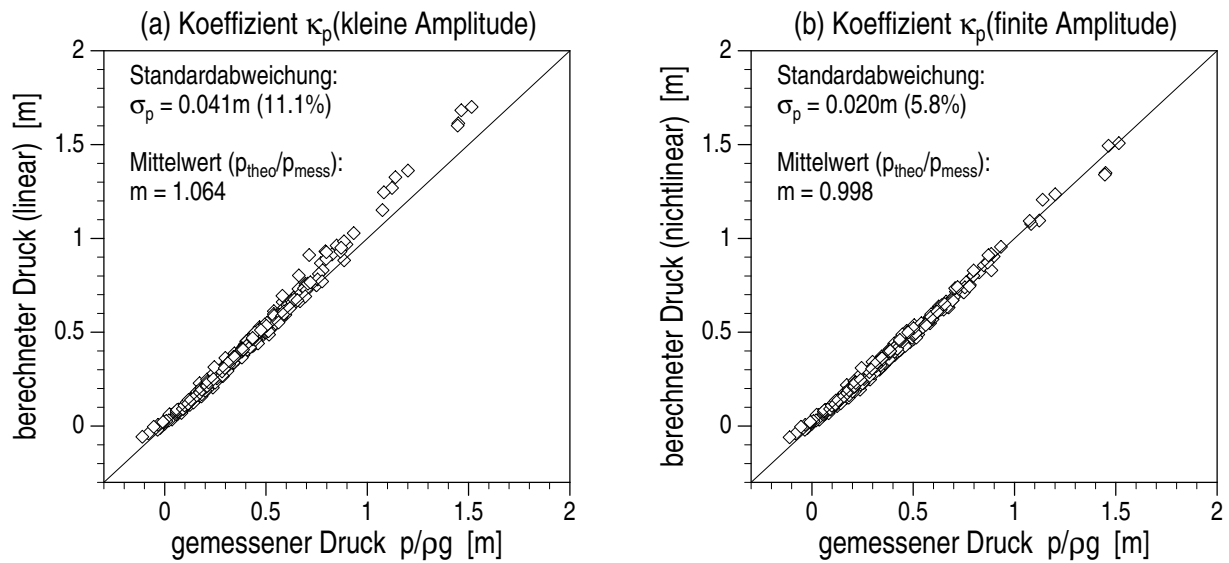


Abb. 6.18: Vergleich des beim höchsten Wellenaufbau auf der Deckschicht gemessenen Drucks mit dem (a) unter Vernachlässigung und (b) unter Berücksichtigung der Wasserspiegelauslenkung berechneten Druck

der Böschung berücksichtigt. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen zeigen, daß ein solches Vorgehen nicht geeignet ist, den Zusammenhang zwischen η und $p/\rho g$ zu beschreiben. Auch der durch Gl. 3.45 prognostizierte Einfluß der Wellenlängenänderung des transmittierten und dissipierten Wellenanteils im Böschungsbereich auf die Druckverteilung wurde durch die experimentellen Ergebnisse nicht bestätigt.

Der Druckkoeffizient nach Gl. 6.12 liefert eine so einfache und genaue Beschreibung des Zusammenhangs zwischen η und $p/\rho g$ für die Böschungsoberfläche, daß die weitere Untersuchung der einzelnen Druckkomponenten entsprechend dem Vorgehen in Abschnitt 3.2 nicht zweckmäßig erscheint.

6.4.2 Höhe der Druckoszillationen

Der Koeffizient κ_p nach Gl. 6.11 beschreibt gleichermaßen die Zusammenhänge zwischen (i) dem Druck $p/\rho g$ und der Wasserspiegelauslenkung η und (ii) der Wellenhöhe H und der Höhe der Druckoszillation P . In Abb. 6.19 wurde die relative Höhe der Druckoszillationen auf der Deckschicht $P(x)/[\rho g H(x) \cosh k(h+z)]$ über der relativen Wassertiefe kh aufgetragen (Wellenpegel WP 19–21 und Druckmeßdosen DMD 30–32, s. Abb. 4.4, Tab. 4.3 und Tab. 4.5). Der Verlauf der Kurve $\cosh^{-1} kh$ entspricht dabei dem theoretischen Zusammenhang zwischen P und H .

Der Verlauf der relativen Höhen der Druckoszillationen entspricht für regelmäßige Wellen und Wellenspektren weitgehend dem theoretischen Verlauf nach linearer Wellentheorie. Für regelmäßige Wellen (Abb. 6.19 a) liegen die gemessenen Druckoszillationen für Wellenperioden $T \geq 5\text{ s}$ jedoch überwiegend unter den theoretischen Werten und für kurze Wellen ($T = 3\text{ s}$)

ausnahmslos darüber. Für Wellenspektren (Abb. 6.19 b) sind die beobachteten signifikanten Druckoszillationen für alle untersuchten Wellenperioden fast ausschließlich kleiner als die theoretischen Werte. In beiden Fällen wird die Druckhöhe mit zunehmender Wellenhöhe stärker unterschätzt.

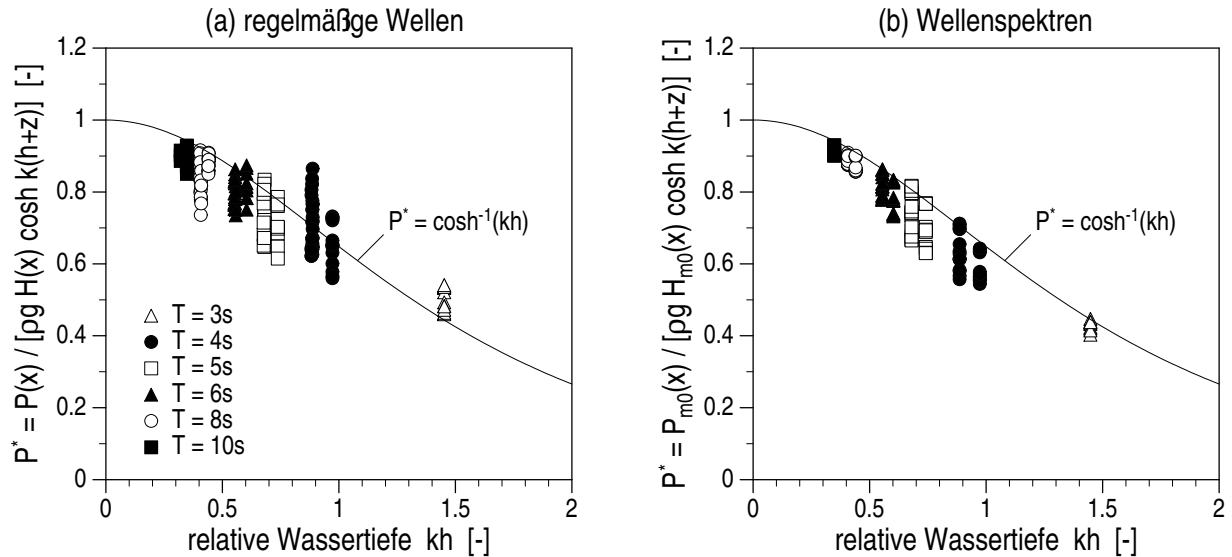


Abb. 6.19: Relative Höhe der Druckoszillationen auf der Deckschicht in Abhängigkeit von der relativen Wassertiefe kh (a) für regelmäßige Wellen und (b) für Wellenspektren

Da der lineare Ansatz nach Gl. 6.11 die Höhe der Druckoszillationen $P/\rho g$ auf der Wellenbrecherböschung mit zunehmender Wellenhöhe H ebenso überschätzt wie den Druck $p/\rho g$ mit zunehmenden Wasserspiegelauslenkungen η , erscheint eine Korrektur in Anlehnung an Gl. 6.12 naheliegend. Deshalb wurde der Term $\cosh kh$ in Gl. 6.11 ersetzt durch $\cosh k(h + H(x)/2)$ bzw. $\cosh k(h + H(x))$ (mit $H_{m0}(x)$ für Wellenspektren). Die Abweichungen zwischen den mit dem korrigierten Druckkoeffizient berechneten Druckoszillationen und den Meßwerten sind in Tab. 6.3 für regelmäßige Wellen und Wellenspektren zusammengefaßt.

Tab. 6.3: Abweichungen zwischen der gemessenen und der berechneten Höhe der Druckoszillationen auf der Wellenbrecherböschung

Korrektur für Druck- koeffizient $[\cosh k(h+z)]/\kappa_p$	regelmäßige Wellen			Wellenspektren		
	syst. Fehler ¹⁾ μ_P	Standard- abweichung σ_P		syst. Fehler ¹⁾ μ_P	Standard- abweichung σ_P	
$\cosh kh^2$	1.057	0.060 m	(10.1 %)	1.058	0.037 m	(6.9 %)
$\cosh k(h + H(x)/2)$	1.006	0.047 m	(8.3 %)	1.010	0.029 m	(5.7 %)
$\cosh k(h + H(x))$	0.954	0.060 m	(11.2 %)	0.961	0.049 m	(10.3 %)

¹⁾ der systematische Fehler wurde bestimmt: $\mu_P = 1/n \sum_{i=1}^n \kappa_p(z) H(x) \rho g / P(x, z)$

²⁾ nach Gl. 6.11 (keine Korrektur)

Der Zusammenhang zwischen der Höhe der Druckoszillationen auf der Böschungsoberfläche und der Wellenhöhe kann somit näherungsweise beschrieben werden:

$$\frac{P(x)}{\rho g} = H(x) \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh k(h+H(x)/2)} \quad (6.13)$$

In Abb. 6.20 wurde die relative Höhe der Druckoszillationen $P(x)/[\rho g H(x) \cosh k(h+z)]$ über der korrigierten relativen Wassertiefe $k(h+H(x)/2)$ nach Gl. 6.13 aufgetragen. Der Verlauf der Kurve $\cosh^{-1} k(h+H(x)/2)$ entspricht dem Zusammenhang zwischen $P(x)$ und $H(x)$ nach Gl. 6.13. Der Vergleich mit Abb. 6.19 zeigt, daß die systematische Überschätzung der Druckoszillationen durch den linearen Ansatz nach Gl. 3.3 durch die Korrektur (Gl. 6.13) weitestgehend kompensiert wird. Auffallend sind die Abweichungen bei kurzen regelmäßigen Wellen ($T = 3\text{ s}$), bei denen die Druckoszillationen über die Tiefe offensichtlich weniger stark variieren, als nach Gl. 6.13 zu erwarten ist.

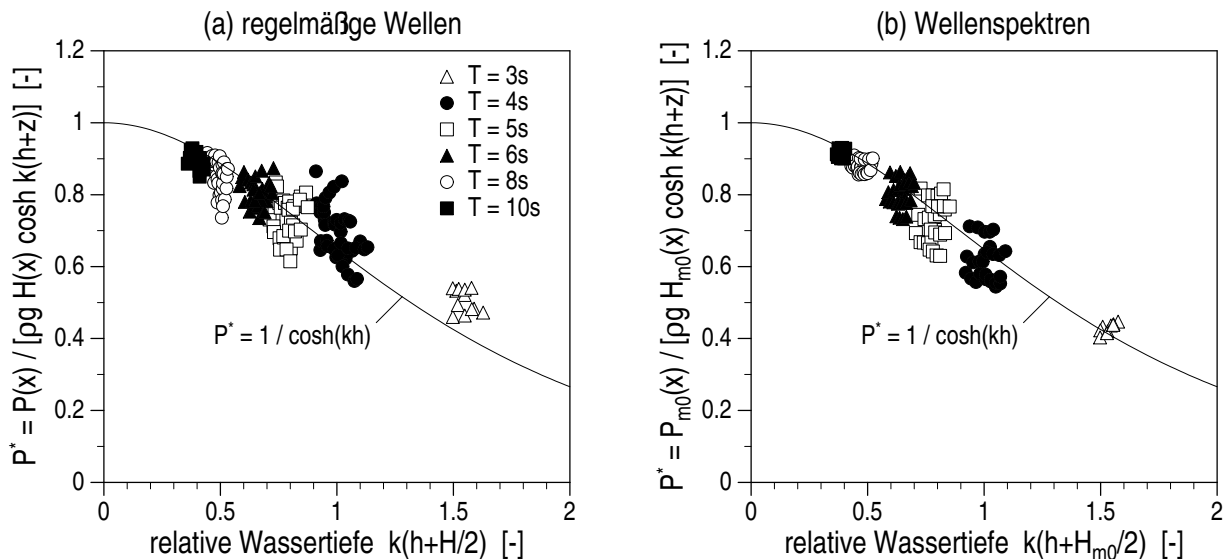


Abb. 6.20: Relative Höhe der Druckoszillationen auf der Deckschicht in Abhängigkeit von der relativen Wassertiefe unter Berücksichtigung des Wellenhöheneinflusses (a) für regelmäßige Wellen $k(h+H(x)/2)$ und (b) für Wellenspektren $k(h+H_{m0}(x)/2)$

6.5 Zusammenfassung und Bewertung

6.5.1 Zusammenfassung

Die Beschreibung der Wellenbewegung auf der Bauwerksböschung umfaßt: (i) das Wellenbrechen (Abschnitt 6.1), (ii) den Wellenaufbauprozess (Abschnitt 6.2), (iii) den Verlauf der Wasserspiegellinie und die Wellenhöhenentwicklung über der Böschung (Abschnitt 6.3) und (iv) die Druckverteilung auf der Deckschicht (Abschnitt 6.4).

Wellenbrechen: Das Wellenbrechen auf der Bauwerksböschung ist für die vorliegenden experimentellen Untersuchungen von untergeordneter Bedeutung. Die überwiegende Zahl der untersuchten Wellen ist deutlich kleiner als die kritischen Wellenhöhen nach dem Brecherkennzahl-Kriterium (Gl. 6.1) und nach dem Brechkriterium von MICHE (Gl. 6.2). In einzelnen Fällen kann jedoch, begünstigt durch Reflexionseinflüsse und Rückströmungen, ein leichtes Wellenbrechen auftreten, obgleich die Durchlässigkeit der Böschung dem entgegenwirkt. Die damit verbundene Energiedissipation kann die Ergebnisse der Untersuchungen mit regelmäßigen Wellen beeinflussen, auf die Energieverteilung im Wellenspektrum und auf die signifikante Wellenhöhe hat sie dagegen keinen erkennbaren Einfluß (s. Abschnitt 5.2).

Wellenauflauf: Es besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der Höhe des Wellenaufbaus R auf der Deckschicht und der maximalen Wellenhöhe vor dem Bauwerk ($H_{c,max} \approx H_i + H_r$). Dieser Zusammenhang zeigt, daß bei den vorliegenden Untersuchungen vor allem lineare Prozesse die Wellenbewegung auf der Bauwerksböschung bestimmen. Die Auflaufhöhe R ist durch den Böschungseinfluß deutlich größer als die höchsten Wellen im halbstehenden Wellenfeld vor dem Bauwerk (Gl. 6.3, vgl. auch Gl. 2.26 und Gl. 2.27). Es ist bemerkenswert, daß der Böschungseinfluß bei regelmäßigen Wellen ($R = 1.31 H_c$) stärker ausgeprägt als bei Wellenspektren ($R_{m0} = 1.17 H_{c,m0}$) ist.

Unter Verwendung des im Abschnitt 3.2 entwickelten theoretischen Konzepts (lineare Zerlegung der anlaufenden Welle in einen reflektierten, einen transmittierten und einen dissipierten Wellenanteil) wurden die Wellentransmission und die Energiedissipation für die Böschung (i) mit einem erweiterten Ansatz nach MICHE (1951) (Gl. 6.4) und (ii) nach Gl. 3.43 abgeschätzt. Auf diese Weise wurden Näherungsfunktionen für den Transmissionskoeffizienten K_t (Gl. 6.5 und Gl. 6.6) ermittelt, die eine relativ genaue Beschreibung der Wellenaufbauhöhe R (nach Gl. 6.4 bzw. nach Gl. 3.43) liefern (mittlerer Fehler ca. 5.5 %). Die Unzulänglichkeiten im jeweiligen Konzept zur Beschreibung des Wellenaufbaus werden bei dieser Vorgehensweise jedoch weitgehend durch K_t kompensiert. Der so ermittelte Transmissionskoeffizient beschreibt nicht notwendigerweise die eigentliche Wellentransmission durch die Böschungsoberfläche. An steilen Böschungen ($k_0 l_b < 0.5$) erscheint die Wellentransmission nach Gl. 3.43 plausibel, an flachen Böschungen ($k_0 l_b \geq 1$) liegen Wellentransmission und Energiedissipation wahrscheinlich zwischen den nach Gl. 6.4 und Gl. 3.43 berechneten Werten.

Zu den wesentlichen Kenngrößen der Bewegung regelmäßiger Wellen auf der Böschungsoberfläche gehört auch der Punkt des höchsten Wellenaufbaus, der von der Auflaufasymmetrie (bezogen auf die mittlere Wasserspiegellage) und dem Set-up (Anstieg der mittleren Wasserspiegellage gegenüber dem Ruhewasserspiegel) abhängt. Die Asymmetrie des Wellenaufbaus entspricht bei gleichförmigen nichtbrechenden Wellen der Wellenasymmetrie im Schwebungsbauch des halbstehenden Wellenfeldes vor dem Bauwerk (s. Gl. 5.29).

Bei Wellenspektren stimmt die Verteilung der Wellenaufbauhöhen weitestgehend mit der Wellenhöhenverteilung im Nahfeld überein und entspricht einer RAYLEIGH-Verteilung. Somit ist die Angabe der signifikanten Auflaufhöhe R_{m0} bei nichtbrechenden Wellen hinreichend. Das Auflaufspektrum weicht jedoch geringfügig vom TMA-Spektrum ab, weil es insbesondere bei Wellenspektren mit kleinen Peak-Perioden und entsprechend großen hochfrequenten Energieanteilen zu einer Verlagerung von Wellenenergie von hohen zu niedrigen Frequenzen kommt.

Wasserspiegelverlauf: Der Wasserspiegelverlauf, der sich beim höchsten Wellenauflauf und beim tiefsten Wellenrücklauf nichtbrechender Wellen über der Bauwerksböschung einstellt, kann näherungsweise durch einen linearen Verlauf, der aus dem mittleren Wasserspiegelgradienten abgeleitet wurde, beschrieben werden (Gl. 6.7). Das leicht konkave Profil des tatsächlichen Wasserspiegelverlaufs, dessen Krümmung von der Nichtlinearität der anlaufenden Wellen abhängt, wurde durch ein Näherungspolynom zweiter Ordnung beschrieben (Gl. 6.9 und Gl. 6.10).

Die Untersuchungen zur Wellenhöhenentwicklung über dem Böschungsfuß und über der Böschung ergaben sowohl für regelmäßige Wellen als auch für Wellenspektren (i) eine annähernd lineare Abnahme der Wellenhöhe im oberen Böschungsbereich, (ii) ein Maximum im Reflexionspunkt (kurz unterhalb des Schnittpunktes von Ruhewasserspiegel und Böschung) und (iii) weiter seewärts einen Übergang zu den Wellenhöhenschwankungen des halbstehenden Wellenfeldes vor dem Bauwerk. Für Wellenspektren liegt der Reflexionspunkt deutlich näher am Schnittpunkt zwischen Böschung und RWS als bei regelmäßigen Wellen, so daß der Verlauf der signifikanten Wellenhöhe bei Spektren relativ deutlich vom Verlauf der mittleren Wellenhöhe bei regelmäßigen Wellen und vom theoretischen Wellenhöhenverlauf abweicht.

Das im Abschnitt 3.2 entwickelte lineare Modell der Wellenbewegung über der Bauwerksböschung ist bei Eulerscher Betrachtung (Gl. 3.39) zur Beschreibung des Wasserspiegelverlaufs und der Wellenhöhenentwicklung im Bereich des Reflexionspunktes und weiter landwärts nicht geeignet.

Bei Lagrangescher Betrachtung (Gl. 3.57 und Gl. 3.58) wird der Verlauf der Wasserspiegellinie und die Wellenhöhenentwicklung gleichförmiger Wellen auf der Böschung qualitativ richtig beschrieben, einige wesentliche nichtlineare Aspekte der Wellen (Asymmetrie, konkaves Profil der Wasserspiegellinie) werden jedoch nicht erfaßt. Durch den symmetrischen Wellenauflauf (R_u unterschätzt, R_d überschätzt) kommt es zu einer systematischen Überschätzung der Wellenhöhen im Bereich des Reflexionspunktes und die Wellenhöhe oberhalb des Reflexionspunktes wird unterschätzt. Darüber hinaus können Fehleinschätzungen bei der Beschreibung der Wellenumformung des transmittierten und des dissipierten Wellenanteils im Böschungsbereich (Gl. 3.32 und Gl. 3.38) mitverantwortlich für Abweichungen der theoretischen Wellenhöhen im Bereich des Reflexionspunktes sein.

Druckverteilung: Die Untersuchungen zur Druckverteilung auf der Böschungsoberfläche beim höchsten Wellenauflauf regelmäßiger Wellen zeigten, daß (i) ein unmittelbarer Zusammenhang zwischen lokalen Wasserspiegelauslenkungen und dem Druck besteht und daß (ii) die vertikale Druckverteilung von der gesamten Wassertiefe h (auf und im Böschungskörper) abhängt. Es ist somit nicht erforderlich bei der Beschreibung der Druckverteilung auf der Böschung verschiedene Wellenanteile, die sich auf und im Böschungskörper ausbreiten, zu berücksichtigen (s. Abschnitt 3.2). Mit dem Druckkoeffizienten κ_p für Wellen finiter Amplitude (Gl. 6.12) kann die Druckverteilung auf der Böschung aus dem Wasserspiegelverlauf berechnet werden (mit einem systematischen Fehler von 0.2 % und einer Standardabweichung von 5.8 %). Aufgrund der Unzulänglichkeiten der theoretischen Ansätze bei der Beschreibung der Wasserspiegelauslenkungen unmittelbar am Bauwerk ist es zweckmäßig, bei der Druckberechnung den Wasserspiegelverlauf mit dem empirischen Ansatz nach Gl. 6.9 zu bestimmen. Für die vorliegenden

Untersuchungen beträgt der systematische Fehler für den so berechneten Druck 2.0 % bei einer Standardabweichung von 10.1 %.

Es zeigte sich, daß die lineare Wellentheorie die Höhe der Druckoszillationen auf der Böschung (für regelmäßige Wellen P und für Wellenspektren P_{m0}) mit zunehmender Wellenhöhe überschätzt. Deshalb wurde angelehnt an den Druckkoeffizienten für finite Wellen eine empirische Korrektur des Druckkoeffizienten κ_p vorgenommen (Gl. 6.13), die eine relativ genaue Beschreibung der Druckoszillationen ermöglicht (systematischer Fehler $\leq 1\%$, Standardabweichung $< 9\%$).

6.5.2 Bewertung

Gültigkeitsbereiche der wichtigsten Ergebnisse

Im folgenden wird die Übertragbarkeit der wichtigsten Ergebnisse für den Bereich 2 bewertet (s. Tab. 2.4). Bei den Modellversuchen trat über dem Vorstrand kein Wellenbrechen auf und auch über der Bauwerksböschung war das Wellenbrechen nicht oder nur wenig ausgeprägt. Diese Einschränkungen gelten somit für alle experimentellen Ergebnisse in diesem Kapitel.

Gültigkeitsstufe 1: Die folgenden Ansätze sind der ersten Gültigkeitsstufe zuzuordnen. Alle Einschränkungen des Gültigkeitsbereichs, die über die zuvor erwähnten Beschränkungen hinausgehen, sind jeweils angegeben:

- Asymmetrie des Wellenaufbaus auf der Oberfläche der Wellenbrecherböschung (für regelmäßige Wellen, Abb. 6.7);
- Druckverteilung und Druckoszillationen auf der Oberfläche der Wellenbrecherböschung in Abhängigkeit der lokalen Wasserspiegelauslenkung bzw. der Wellenhöhe (für regelmäßige Wellen, Gl. 6.12 und Gl. 6.13);

Gültigkeitsstufe 2: Die wesentlichen Einschränkungen im Gültigkeitsbereich, die den Ausschlag für die Zuordnung zur zweiten Stufe gaben, sind jeweils angegeben:

- Wellenaufbauhöhe auf der Deckschicht (für geschüttete Wellenbrecher mit ähnlicher Böschungsneigung, Gl. 6.3);
- Verlauf der Wasserspiegellinie und mittlere Wasserspiegelgradienten über der Bauwerksböschung beim höchsten Wellenaufbau und beim tiefsten -rücklauf (für Wellenbrecher mit ähnlicher Böschungsneigung und Durchlässigkeit der Böschung bei regelmäßigen Wellen, Gl. 6.7 und Gl. 6.9, 6.10);

Gültigkeitsstufe 4: Die folgenden Ergebnisse aus Untersuchungen mit regelmäßigen Wellen zielen in erster Linie auf ein qualitatives Verständnis der betrachteten Prozesse und wurden deshalb der vierten Stufe zugeordnet:

- Wellenhöhenentwicklung und Wellenasymmetrie über der Bauwerksböschung und im Bauwerk (Abb. 6.15);

- Verlauf und zeitliche Entwicklung der Wasserspiegellinie über der Wellenbrecherböschung (Abb. 6.9 und Abb. 6.10);
- Umformung des Energiedichtespektrums gegenüber dem Spektrum der anlaufenden Wellen für Wellenaufaufspektren (Abb. 6.8);

Schlußbetrachtung

Durch Wellenbrechen können die Wellenausbreitung und die Strömungsprozesse auf der Böschung sowie die Energiedissipation im Böschungsbereich wesentlich beeinflußt werden. Die vorliegenden Untersuchungen beschränken sich auf nicht- oder leichtbrechende Wellen. Damit wird der Gültigkeitsbereich der erzielten Ergebnisse erheblich eingeschränkt. Ergänzende Untersuchungen mit brechenden Wellen sind notwendig, um zu allgemeingültigen Aussagen über die Wellenbewegung auf der Bauwerksböschung zu gelangen.

Die Untersuchungen zum Wellenaufauf zeigten, daß die Betrachtung verschiedener Wellenkomponenten im Böschungsbereich zweckmäßig sein kann, und bestätigten insgesamt das theoretische Konzept zur Beschreibung der Wellenbewegung auf der Böschung. Die mit zwei ähnlichen theoretischen Ansätzen berechneten Transmissionskoeffizienten zeigten jedoch z.T. deutliche Abweichungen und damit auch die Grenzen der linearen theoretischen Ansätze. Eine abschließende Bewertung dieser beiden Konzepte für die Wellenbewegung auf der Böschung ist allein auf der Grundlage der Aufaufmessungen nicht möglich. Die tatsächliche Transmission an der Bauwerksfront kann erst bei den anschließenden Untersuchungen zur Wellenausbreitung im Bauwerk und zur Wechselwirkung zwischen Innen- und Außenströmung bestimmt werden.

Die Bedeutung der nichtlinearen Prozesse für die Wellenumformung auf der Böschung (insbesondere in unmittelbarer Nähe zum Reflexionspunkt) wurde deutlich durch die Abweichungen des tatsächlichen Wasserspiegelverlaufs und der Wellenhöhenentwicklung gegenüber dem theoretischen Verlauf im linearen Modell (bei Lagrangescher Betrachtung). Weitere Hinweise auf nichtlineare Prozesse liefern der Energietransfer innerhalb des Aufaufspektrums und die Variation des Böschungseinflusses beim Aufauf regelmäßiger und unregelmäßiger Wellen. Diese Effekte konnten zwar dargestellt und quantifiziert werden, um die dahinter stehenden Prozesse vollständig erfassen und beschreiben zu können, sind jedoch weitere gezielte Untersuchungen notwendig.

Die wesentlichen Unzulänglichkeiten des im Abschnitt 3.2 entwickelten theoretischen Modells liegen (i) in ausschließlichen Betrachtung der Wellenbewegung auf der Böschungsoberfläche und (ii) in den Ungenauigkeiten bei der Beschreibung der transmittierten und dissipierten Wellenanteile. Ein verbessertes Modell sollte die Strömungsprozesse im Böschungskörper stärker berücksichtigen. Außerdem erscheint es u.U. zweckmäßig, die Zerlegung der Wellen in verschiedene Wellenanteile ab einem bestimmten Punkt auf der Böschung aufzugeben und zu einer integrierenden Beschreibung des Aufaufschwalls überzugehen. Ein solches Vorgehen steht auch im Einklang mit den Ergebnissen der Untersuchungen zur Druckverteilung auf der Böschung.

Kapitel 7

Wellen im Kern- und Hafenbereich

Nachdem die Wellen den „Böschungskörper“ (Bereich 3 in Abb. 7.1) passiert haben, erreichen sie den Kern des Wellenbrechers (Bereich 4 in Abb. 7.1). Das Zusammenwirken der externen und internen Strömungsprozesse im Bereich der Böschung entzieht sich weitgehend einer theoretischen Betrachtung. Im Kern bewegen sich die Wellen dagegen ausschließlich in einem homogenen porösen Medium und können, sofern die Beeinflussung durch die see- und landseitige Böschung vernachlässigt werden, auch theoretisch beschrieben werden (s. Abschnitt 3.3).

Die Ausdehnung des Kernbereichs ist seeseitig abhängig vom höchsten Wellenauflauf auf der Oberfläche der Kernschüttung und landseitig ist sie wasserstandsabhängig (Abb. 7.1).

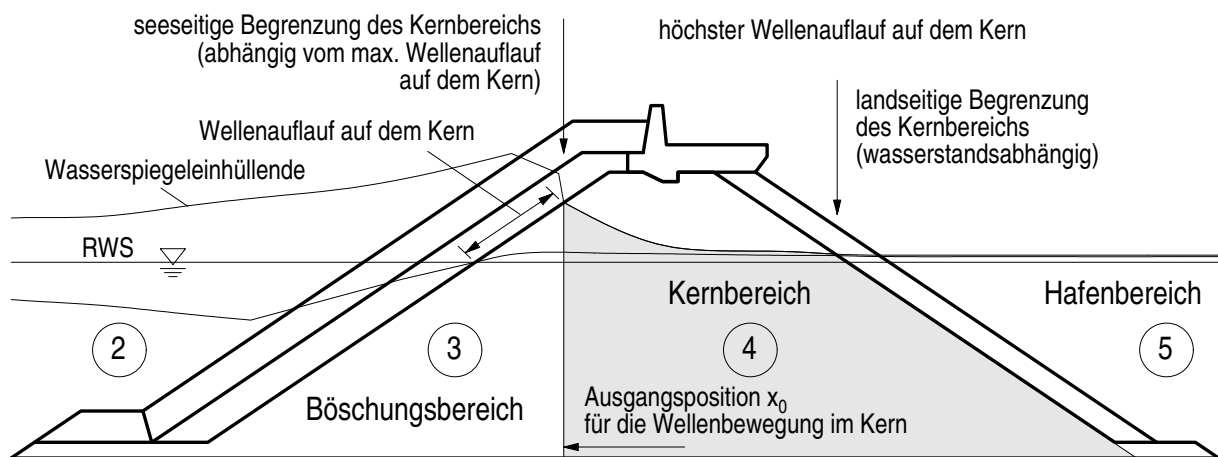


Abb. 7.1: Einfluß der Wellenperiode ($T = 4\text{ s}$, 6 s und 8 s) auf den Verlauf der Wasserspiegelninhüllenden $\eta_{\max}(x)$ und $\eta_{\min}(x)$ für regelmäßige Wellen (mit $h = 2.50\text{ m}$ und $H = 0.85\text{ m}$)

Die Wellenausbreitung im Kernbereich ist durch eine rasche Abnahme der Wellenhöhe infolge von Reibungsverlusten gekennzeichnet. Die Wellentransmission in den Wellenbrecherkern bestimmt die Wellenverhältnisse am seeseitigen Rand des Kerns und ist abhängig von der Wellenumformung im Böschungsbereich. Darüber hinaus werden die Wellen auch am landseitigen Ende des Kerns teilweise reflektiert, so daß sich ein gedämpftes halbstehendes Wellenfeld im

Bauwerk ausbildet. Dabei entsteht am landseitigen Ende des Kerns bei der Reflexion am Übergang vom undurchlässigeren zum durchlässigeren Medium ein Schwebungsknoten. Aufgrund der geringen Wellenhöhe am landseitigen Ende des Kerns und der starken Wellendämpfung ist der Einfluß der reflektierten Wellen jedoch von untergeordneter Bedeutung. Wie weit die hydraulischen Prozesse im Böschungsbereich in den Kern hineinwirken und die Wellenbewegung beeinflussen, ist nicht bekannt.

Das Ziel der Untersuchungen in diesem Kapitel ist die Beschreibung der Wellenbewegung und Wellendämpfung im Kern. Insbesondere soll die Anwendbarkeit der bekannten Ansätze zur Beschreibung dieser Prozesse überprüft werden. Darüber hinaus sollen Einflüsse, die durch die theoretischen Ansätze nicht erfaßt werden, ermittelt werden.

Das Vorgehen bei den Untersuchungen ist in Abb. 7.2 schematisch dargestellt.

Wasserspiegelauslenkungen im Kern

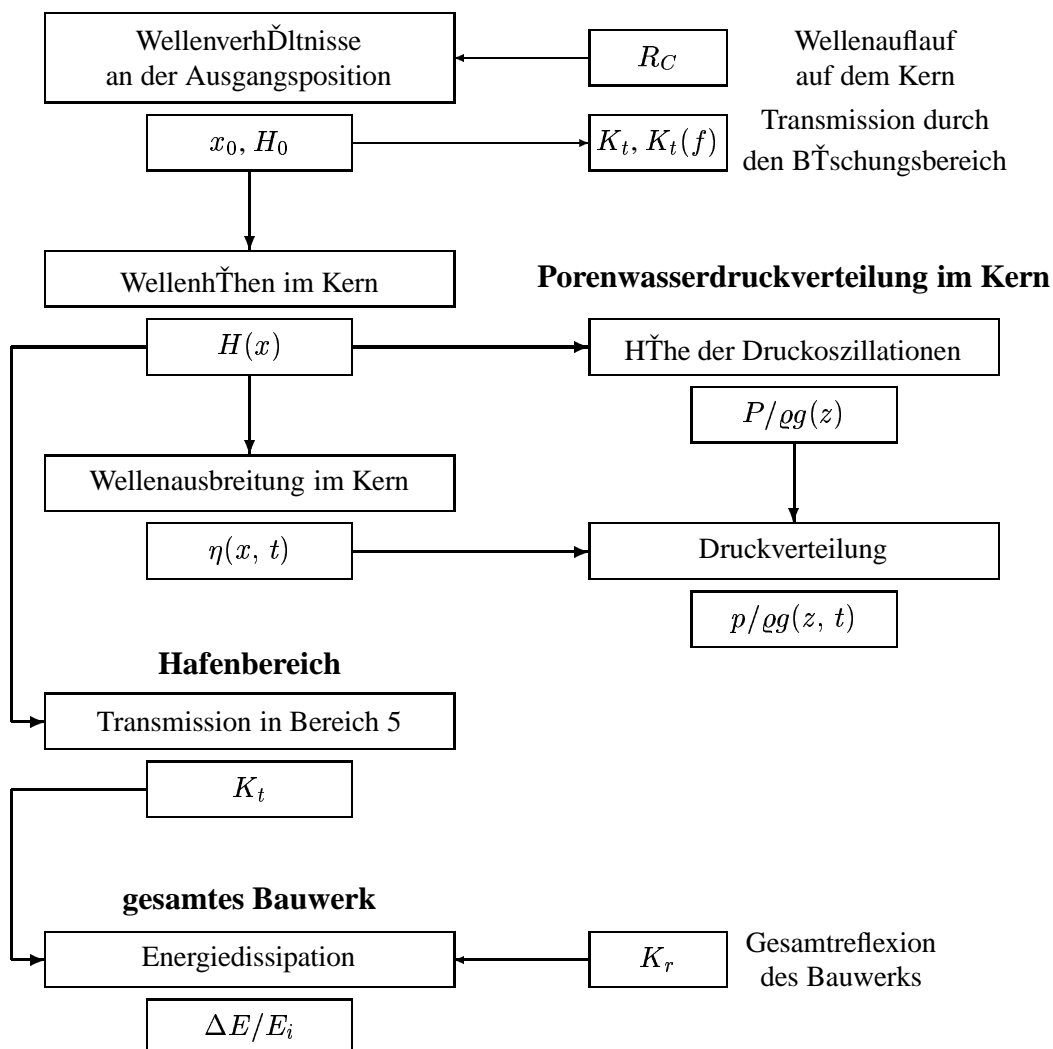


Abb. 7.2: Vorgehen bei der Untersuchung der Wellenverhältnisse im Kernbereich (Bereich 4) und Hafenbereich (Bereich 5))

Bei der Wellenausbreitung im Kern wird zunächst angenommen, daß der Einfluß der seeseitigen Böschung rasch abklingt, und daß die Wellen im Kern somit isoliert als fortschreitende Wellen in einem homogenen porösen Medium betrachtet werden können. Der erste Schritt ist die Analyse der Wasserspiegelauslenkungen. Voraussetzung dafür ist die Bestimmung der seeseitigen Begrenzung des Kernbereichs (Ausgangsposition), die von der Wellenbewegung auf der Böschung abhängig ist (Abb. 7.1). Darüber hinaus müssen die Ausgangs–Wellenverhältnisse (an der Ausgangsposition) für die Wellenbewegung im Kern ermittelt werden. Anschließend kann die Wellenhöhenabnahme im Kern (Wellendämpfung) untersucht und mit theoretischen Ansätzen verglichen werden (Abschnitt 7.1). Der Verlauf der mittleren Wasserspiegellage im Kern (Set-up) wird in Kapitel 8 untersucht.

Sofern der Böschungseinfluß weitgehend abgeklungen ist (Voraussetzung für eine isolierte Betrachtung der Wellenbewegung im Kern), kann die Druckverteilung aus dem Wasserspiegelverlauf abgeleitet werden. Eine vollständige Beschreibung der hydraulischen Verhältnisse im Kern umfaßt somit neben der lokalen Wellenhöhe auch die Abnahme der Druckoszillationen über die Tiefe und die vertikale Druckverteilung (Abschnitt 7.2). Den Abschluß bilden die Untersuchungen zur Wellentransmission in den hinter dem Wellenbrecher liegenden Hafenbereich und die Abschätzung der gesamten Energiedissipation im Bauwerk (Abschnitt 7.3).

7.1 Wasserspiegelauslenkungen im Kernbereich

In diesem Abschnitt werden die Wellenverhältnisse im Kernbereich des Wellenbrechers und dabei insbesondere die Wellenhöhenabnahme in Wellenfortschrittsrichtung behandelt. Zunächst werden die im Kern zu erwartenden Änderungen der Wellenlänge dargestellt. Die anschließende Untersuchung der Wellenbewegung im Kern ist wie folgt gegliedert:

- Bestimmung der Ausgangs–Wellenverhältnisse an der seeseitigen Begrenzung des Kernbereichs (Ausgangsposition):
 - Bestimmung der Ausgangsposition und Beschreibung der Wellenverhältnisse an dieser Stelle;
 - Beschreibung der Wellentransmission durch den Böschungsbereich in den Kernbereich des Wellenbrechers;
 - Untersuchung der Veränderungen im Wellenspektrum bei der Transmission in den Kernbereich.
- Beschreibung der Wellenbewegung im Kern:
 - Ermittlung geeigneter Dämpfungsfunktionen zur Beschreibung der Wellenhöhenabnahme;
 - Überprüfung theoretischer Ansätze für die Wellenausbreitung.

Die nachfolgenden Ansätze werden zur Lösung dieser Aufgaben herangezogen: (i) Gleichungen zur Beschreibung von Strömungen in porösen Medien (Abschnitt 2.1), (ii) Theoretische Ansätze

für die Wellenbewegung in homogenen porösen Medien (Abschnitt 2.2), (iii) Dämpfungsfunktionen zur Beschreibung der Wellenhöhenabnahme im Bauwerk (Abschnitt 3.3.2) und (iv) ein Konzept für die theoretische Beschreibung der Wellenausbreitung im Bauwerk (Abschnitt 3.3).

7.1.1 Vorbemerkungen

7.1.1.1 Allgemeines

Im Kern des Wellenbrechers nimmt die Wellenhöhe in Wellenfortschrittsrichtung kontinuierlich ab.

Der Verlauf der Wasserspiegellinie im Kern wurde für regelmäßige Wellen durch Simultananalyse und Interpolation (s. Abschnitt 4.4) bestimmt. Für die Untersuchung der Wellendämpfung (Abnahme der Wellenhöhe) wurde die lokale Wellenhöhe aus der Wasserspiegeleinhüllenden ermittelt. Bei Wellenspektren wurde die Abnahme der signifikanten Wellenhöhe zwischen den Pegelpositionen im Kern des Wellenbrechers (WP 23 bis 26, s. Tab. 4.3) bestimmt.

Die für regelmäßige Wellen ermittelten Wasserspiegeleinhüllenden im Bauwerk sind in Abb. 7.3 und 7.4 dargestellt. Der Einfluß der Wellenperiode wird in Abb. 7.3 beispielhaft für drei Wellenperioden ($T = 4\text{ s}$, 6 s und 8 s) bei konstantem Wasserstand ($h = 2.50\text{ m}$) und konstanter Wellenhöhe ($H = 0.85\text{ m}$) deutlich. Den Einfluß der Wellenhöhe auf den Verlauf der Wasserspiegeleinhüllenden zeigt Abb. 7.4 am Beispiel einiger Wellen mit $T = 6\text{ s}$ und $h = 2.50\text{ m}$, deren Höhe zwischen 0.25 m und 1.00 m variiert.

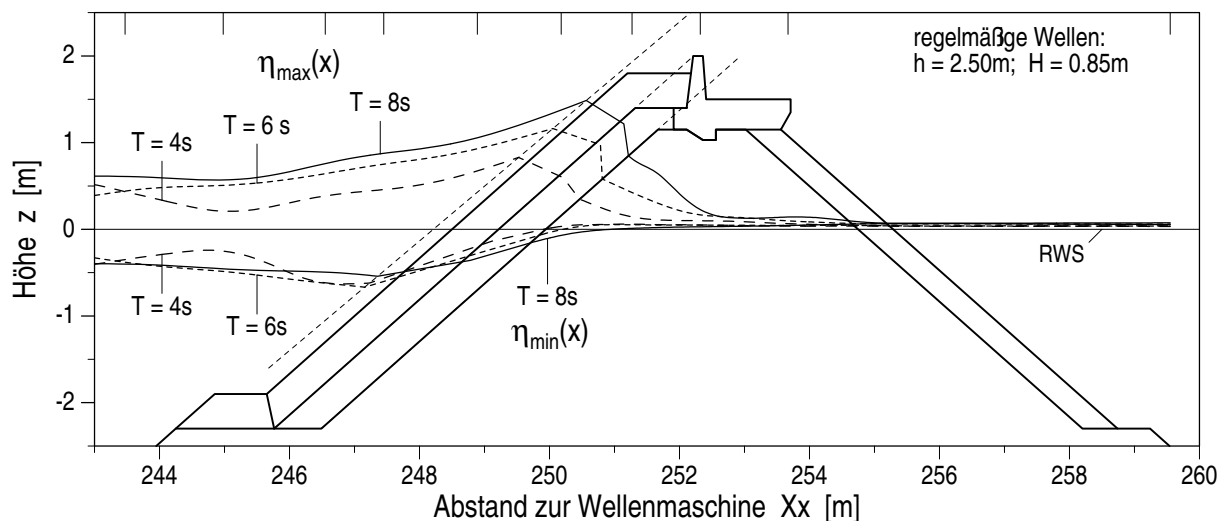


Abb. 7.3: Einfluß der Wellenperiode ($T = 4\text{ s}$, 6 s und 8 s) auf den Verlauf der Wasserspiegeleinhüllenden $\eta_{\max}(x)$ und $\eta_{\min}(x)$ für regelmäßige Wellen (mit $h = 2.50\text{ m}$ und $H = 0.85\text{ m}$)

Die Untersuchungen zur Wellenausbreitung im Bauwerk beschränken sich auf den Bereich des Wellenbrechers, in dem die freie Oberfläche während des gesamten Wellenzyklus im Kern liegt. Die Wellenausbreitung im Böschungsbereich des Wellenbrechers, wo die Wasserspiegellinie

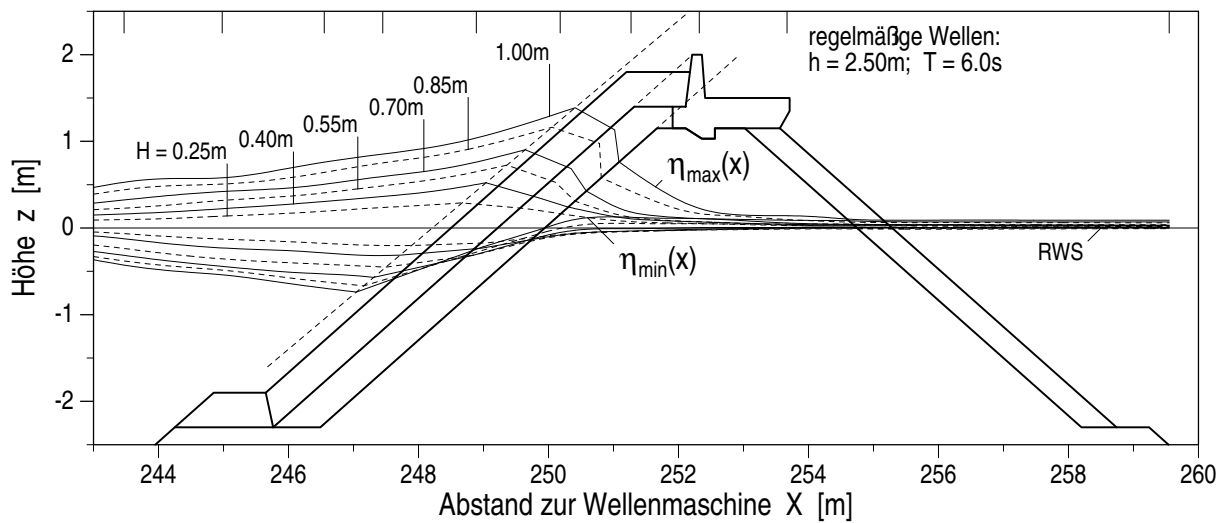


Abb. 7.4: Einfluß der Wellenhöhe ($H = 0.25\text{ m} \rightarrow 1.00\text{ m}$) auf den Verlauf der Wasserspiegeln-einhüllenden $\eta_{\max}(x)$ und $\eta_{\min}(x)$ für regelmäßige Wellen (mit $h = 2.50\text{ m}$ und $T = 6\text{ s}$)

zeitweise über der Böschung, in der Deckschicht, in der Filterschicht oder im Kern verläuft, ist Gegenstand der Untersuchungen im Kapitel 8. Für die Wellenbewegung im Kern ist damit eine direkte Beeinflussung durch die Bauwerksböschung ausgeschlossen, und das umgebende Steinmaterial wird somit als homogen betrachtet.

Der Ursprung des Koordinatensystems für die Beschreibung der Wellenbewegung im Kernbe-

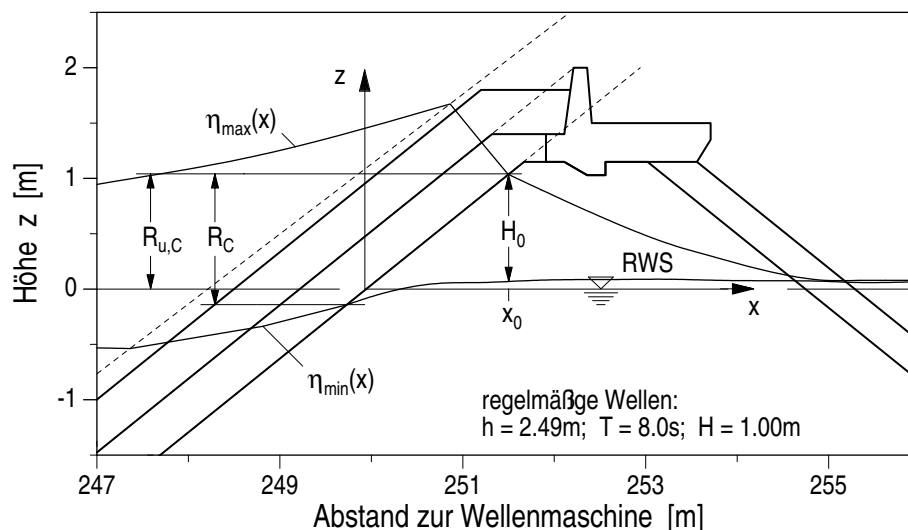


Abb. 7.5: Definitionsskizze für die Untersuchungen zur Wellenausbreitung im Kern am Beispiel der Wasserspiegeln-einhüllenden für regelmäßige Wellen mit $T = 8\text{ s}$, $H = 1.0\text{ m}$ und $h = 2.49\text{ m}$

reich (Abb. 7.5) wurde auf den Schnittpunkt zwischen der Oberfläche des Wellenbrecherkerns und dem Ruhewasserspiegel gelegt.

Die Wellenausbreitung im Kern geht von der Position x_0 aus, die abhängig von der x -Ordinate des höchsten Wellenaufbaus auf dem Kern $R_{u,C}$ ist ($x_0 = R_{u,C} \cot \alpha$). Die Wellenhöhe an der Position x_0 stellt die Ausgangswellenhöhe für die Wellenausbreitung im Kern dar und wird mit H_0 bezeichnet.

Eine mögliche Alternative zu diesem Vorgehen, bei der die Wellenbewegung im Kern ihren Ausgang vom Koordinatenursprung nimmt, stellt ein nicht rechtwinkliges Koordinatensystem (an der gleichen Position) dar, dessen z -Ordinate parallel zur Bauwerksböschung verläuft. Dieses verzerrte Koordinatensystem wurde hier jedoch nicht verwendet, weil die Beschreibung lokaler Wellenparameter dadurch aufwendiger wird.

7.1.1.2 Wellenlänge im Kern

Die Wellendämpfung im Bauwerk ist abhängig von der relativen Lauflänge $k'(x - x_0)$ der Wellen und damit von der Wellenlänge im Bauwerk L' .

Für die vorliegenden Untersuchungen wurden eine Porosität $n = 0.388$ und ein Trägheitskoeffizient $c = 0.26$ für das Kernmaterial ermittelt (s. Tab. 4.1 und Tab. B.3). Nach der linearisierten Dispersionsgleichung Gl. 2.42 erhält man bei geringer Dämpfung ($K_d \rightarrow 0$) mit $cn \approx 1/g$ (bzw. mit $K_M \approx 0$, s. Gl. 2.11) im Bauwerk eine Wellenlänge L' , die der linearen Wellenlänge L außerhalb des Bauwerks entspricht ($k' = k$).

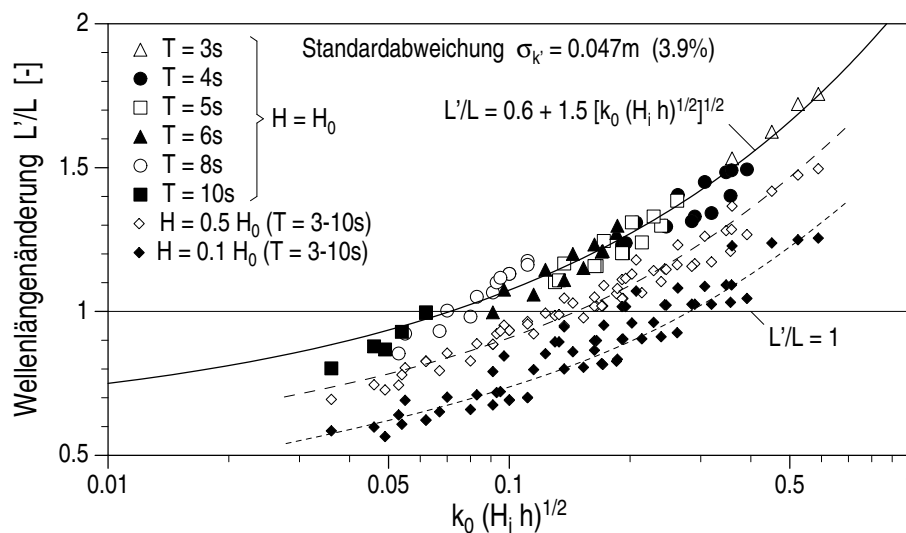


Abb. 7.6: Änderung der Wellenlänge im Kern an der Position x_0 (Wellenhöhe H_0) gegenüber der Wellenlänge außerhalb des Bauwerks sowie die Abnahme der Wellenlänge bei einer Reduktion der Wellenhöhe um 50 % und um 90 %

Die Lösung der vollständigen Dispersionsgleichungen (Gl. 2.40 und Gl. 2.41) liefert dagegen für die Position $x = x_0$ mit der lokalen Wellenhöhe H_0 die in Abb. 7.6 dargestellten Abweichun-

gen gegenüber der Wellenlänge vor dem Bauwerk. Der linearisierte Widerstandskoeffizient a_{eq} wurde dabei nach Gl. 3.74 berechnet, die Dispersionsgleichungen wurden anschließend iterativ gelöst.

Für Wellenperioden $T = 10\text{ s}$ ist die Wellenlänge an der Position x_0 überwiegend geringer als außerhalb des Bauwerks. Für $T \leq 6\text{ s}$ ist die Wellenlänge im Bauwerk ($x = x_0$) fast ausschließlich größer (z.T. auch deutlich größer) als außerhalb. Mit abnehmender Wellenhöhe ($x > x_0$) nimmt die Wellenlänge weitgehend unabhängig von der Wellenperiode ab. In Abb. 7.6 ist neben der relativen Wellenlänge an der Position x_0 (mit $H = H_0$) auch die Abnahme der Wellenlänge bei einer 50 %-igen und bei einer 90 %-igen Reduktion der Wellenhöhe dargestellt.

Insgesamt liefert die linearisierte Dispersionsgleichung (Gl. 2.42) für die vorliegenden Untersuchungen eine gute Näherung der mittleren Wellenlänge im Bauwerk (die der Wellenlänge außerhalb des Bauwerks entspricht). Die tatsächliche mittlere Wellenlänge im Kern des Wellenbrechers liegt für langperiodische Wellen ($T > 6\text{ s}$) um bis zu 30 % unter und für kurzperiodische Wellen ($T < 6\text{ s}$) um bis zu 50 % über der Wellenlänge vor dem Bauwerk.

7.1.2 Wellenverhältnisse an der Ausgangsposition

7.1.2.1 Bestimmung der Ausgangsposition und der Wellenhöhe

Die Beschreibung der Wellendämpfung im Kern erfordert die Kenntnis der Ausgangsposition x_0 für die Wellenausbreitung im Kern und der Wellenhöhe H_0 an dieser Position. Beide Parameter sind direkt abhängig von den hydraulischen Prozessen im Böschungsbereich, insbesondere vom Wellenaufbau auf der Oberfläche des Wellenbrecherkerns, die Gegenstand der Untersuchungen in Kapitel 8 sind. An dieser Stelle sollen H_0 und x_0 dennoch dargestellt, quantifiziert und empirisch beschrieben werden, weil diese Größen wesentliche Randbedingungen für die nachfolgenden Untersuchungen zur Wellenausbreitung im Kern darstellen.

Für *regelmäßige Wellen* ist das Verhältnis zwischen dem Abstand der Ausgangsposition vom Koordinatenursprung x_0 zur Auflaufhöhe auf dem Kern R_C (s. Abschnitt 8.2) in Abb. 7.7 über der Wellensteilheit der anlaufenden Wellen im Nahfeld kH_i aufgetragen. Es wurden sowohl die im Zeitfenster 2 als auch die im Zeitfenster 4 ermittelten relativen Abstände x_0/R_C dargestellt (s. Tab. 4.7). Sie weisen keine systematischen Abweichungen auf. Der Einfluß des Set-up im Bauwerk auf den relativen Abstand x_0/R_C ist somit von untergeordneter Bedeutung.

Der relative Abstand kann näherungsweise beschrieben werden durch:

$$\frac{x_0}{R_C \cot \alpha} = \frac{1}{2} + 3 (kH_i)^{5/4} \quad (7.1)$$

wobei die Auflaufhöhe auf dem Kern R_C nach Gl. 8.2 ermittelt wird. Die Meßwerte weisen gegenüber der Näherungsfunktion nach Gl. 7.1 im Zeitfenster 2 eine Standardabweichung von 0.037 m (4.8 %) und im Zeitfenster 4 von 0.062 m (7.7 %) auf.

Für *Wellenspektren* kann die Position x_0 nicht eindeutig ermittelt werden. Deshalb wurde die in Gl. 7.2 definierte Ausgangsposition x_0 für die Beschreibung der signifikanten Wellenhöhe im Bauwerk festgelegt.

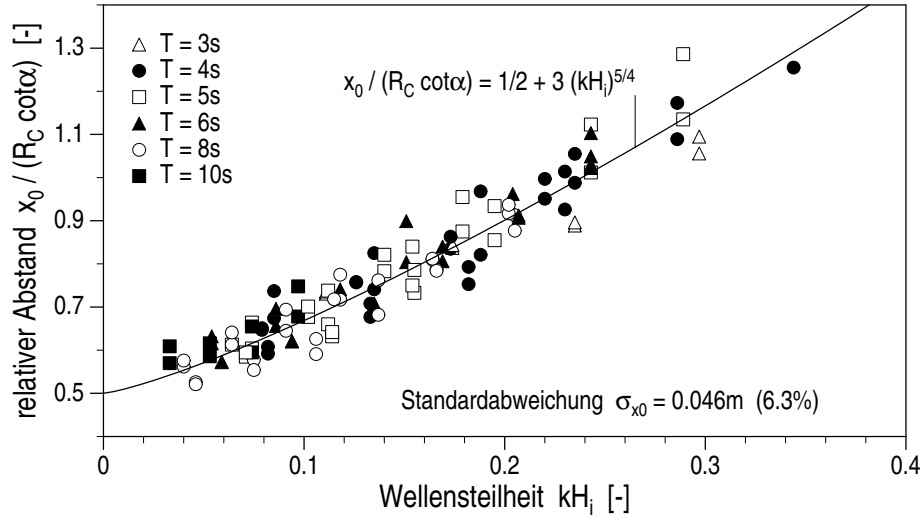


Abb. 7.7: Relativer Abstand der Ausgangsposition x_0 der Wellenbewegung im Kern in Abhängigkeit von der Wellensteilheit für regelmäßige Wellen (Analysen im Zeitfenster ZF 2 und ZF 4)

Die Wellenhöhe H_0 an der Position x_0 wurde für regelmäßige Wellen durch Simultananalyse und Interpolation aus den Pegelmessungen im Bauwerk und der Auflaufmessung auf der Oberfläche des Kerns ermittelt. Für Wellenspektren wurde die Wellenhöhe $H_{0,m0}$ durch lineare Interpolation zwischen der Wellenhöhe am Wellenpegel WP 24 (Abstand zur Wellenmaschine = 251.27 m, s. Abb. 4.4 und Tab. 4.3) und der Auflaufhöhe $R_{C,m0}$ (Schnittpunkt zwischen RWS und Auflaufpegel WAP 3 bei 249.19 m + $h \cot \alpha$, s. Abb. 4.2 und Tab. 4.4) bestimmt:

$$H_{0,m0} = \frac{R_{C,m0} + H_{m0}(\text{WP 24})}{2} + \frac{R_{C,m0} - H_{m0}(\text{WP 24})}{2} \frac{\Delta l}{\Delta l + 2x_0} \quad (7.2)$$

mit: $x_0 = \frac{1}{2} R_{C,m0} \cot \alpha$

$$\Delta l = 251.27 - (249.19 + h \cot \alpha) - x_0$$

Die Wellenhöhe H_0 steht in unmittelbarem Zusammenhang mit der Wellenaufbauhöhe R_C auf der Oberfläche des Wellenbrecherkerns, die im Abschnitt 8 untersucht wird. Diese Abhängigkeit ist in Abb. 7.8 für regelmäßige Wellen (Zeitfenster 2 und 4) und Wellenspektren (H_0 nach Gl. 7.2) dargestellt und kann näherungsweise beschrieben werden:

$$\begin{aligned} \text{regelmäßige Wellen:} \quad H_0 &= 0.84 R_C \\ \text{Wellenspektren:} \quad H_{0,m0} &= 0.90 R_{C,m0} \end{aligned} \quad (7.3)$$

Die an der Position x_0 analysierten Wellenhöhen weisen gegenüber der Näherung nach Gl. 7.3 für regelmäßige Wellen im Zeitfenster 2 eine Standardabweichung $\sigma_{H_0} = 0.015 \text{ m}$ (3.8 %) und im Zeitfenster 4 von 0.024 m (6.5 %) auf. Für Wellenspektren ist $\sigma_{H_0} = 0.007 \text{ m}$ (2.2 %). Die Streuung der analysierten Wellenhöhen H_0 gegenüber Gl. 7.3 ist zufällig. Es konnten keine weiteren Einflußparameter neben der Auflaufhöhe R_C ermittelt werden.

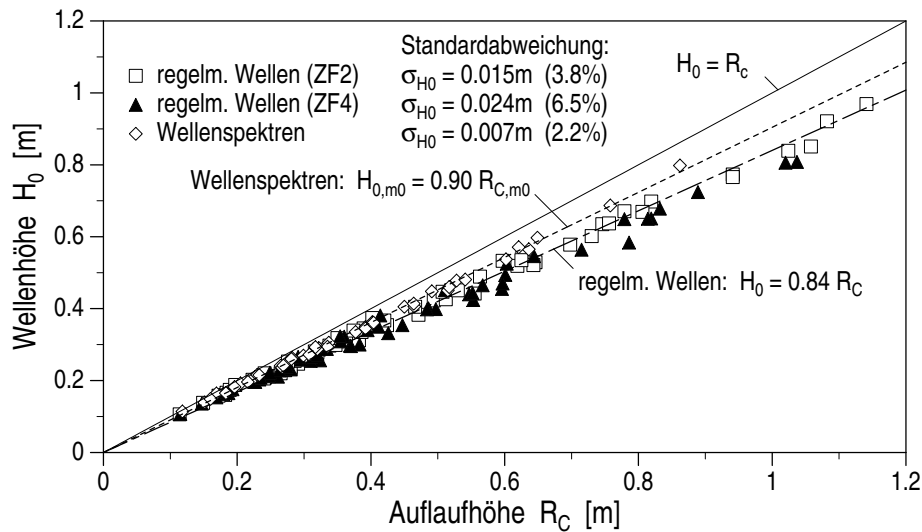


Abb. 7.8: Wellenhöhe H_0 an der Position x_0 in Abhängigkeit von der Auflauhöhe auf dem Kern R_C für regelmäßige Wellen (Analysen im Zeitfenster ZF 2 und ZF 4) und Wellenspektren

Die Übereinstimmung der Ergebnisse bei den Untersuchungen mit regelmäßigen Wellen zwischen den Zeitfenstern 2 und 4 zeigt, daß der Zusammenhang zwischen H_0 und R_C weitgehend unabhängig vom Set-up im Bauwerk ist.

7.1.2.2 Wellentransmission in den Kernbereich

Die an der Position x_0 gemessene Wellenhöhe H_0 erlaubt eine Abschätzung der Wellentransmission in den Kernbereich des Wellenbrechers (d.h. der Wellenanteile, die von der Seeseite kommend die Böschungsoberfläche und den Böschungskörper (Bereich 3) passieren und in den Kernbereich (Bereich 4) eindringen).

Der Transmissionskoeffizient für den Böschungsbereich ist in Abb. 7.9 a für regelmäßige Wellen (Zeitfenster ZF 2 und ZF 4) und für Wellenspektren über der relativen Böschungslänge $k_0 h \cot \alpha$ aufgetragen. Der Transmissionskoeffizient wurde nach Gl. 3.26 unter Annahme von Flachwasserbedingungen ermittelt, wobei $H'_t = H_0$ angesetzt wurde (für Wellenspektren wurde $H_{0,m0}$ nach Gl. 7.2 berechnet). Dabei wurde die Wellenzahl k' im Bauwerk aus der linearisierten Dispersionsgleichung (Gl. 2.42) bestimmt. Für die vorliegenden Untersuchungen ist damit näherungsweise $k' = k$ (s. Abschnitt 7.1.1.2) und somit ergibt sich der folgende Transmissionskoeffizient:

$$K_t = n H_0 / H_i \quad (7.4)$$

Die linearen Einflußfaktoren für die Transmission (Wellenperiode, Wasserstand und Böschungsnäigung) sind in der relativen Böschungslänge zusammengefaßt. Die obere Grenze der Transmission in den Wellenbrecherkern wird näherungsweise beschrieben durch:

$$K_t = \frac{1}{1 + 2.5 \sqrt{k_0 h \cot \alpha}} \quad (7.5)$$

Die Abweichungen der gemessenen Transmission gegenüber der Berechnung nach Gl. 7.5 sind in Abb. 7.9 b über der relativen Höhe der anlaufenden Wellen im Nahfeld H_i/h dargestellt. Diese Abweichungen nehmen mit zunehmender relativer Wellenhöhe H_i/h deutlich zu. Somit hängt die Transmission neben den linearen Einflußgrößen (für Wellen kleiner Amplitude), die in Gl. 7.5 berücksichtigt werden, auch von nichtlinearen Einflüssen (Wellenhöhe) ab. Mit zunehmender Wellenhöhe kommt es infolge dieser nichtlinearen Einflüsse zu einer deutlichen Abnahme der Transmission.

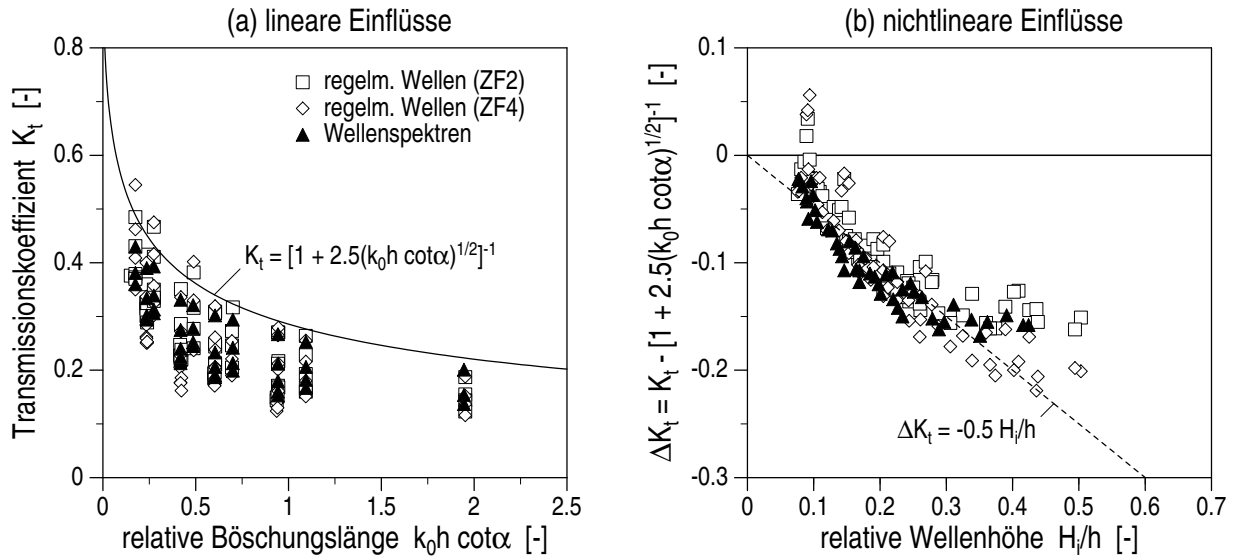


Abb. 7.9: Wellentransmission in den Kernbereich des Wellenbrechers für regelmäßige Wellen (Analysen im Zeitfenster ZF 2 und ZF 4) und Wellenspektren: (a) Transmissionskoeffizient K_t über der relativen Böschungslänge (lineare Einflüsse) und (b) Reduktion der Transmission durch nichtlineare Einflüsse

In Abb. 7.10 ist der nichtdissipierte Wellenanteil $K_r + K_t$ an der Position x_0 über der relativen Böschungslänge $k_0 h \cot \alpha$ dargestellt. Diese Auftragung entspricht den Abb. 6.5 und 6.6, in denen der aus Aufbaumessungen auf der Deckschicht ermittelte nichtdissipierte Wellenanteil im Schnittpunkt der Böschungsoberfläche mit dem Ruhewasserspiegel dargestellt ist.

Für Abb. 7.10 wurde der Reflexionskoeffizient K_r im Nahfeld verwendet. Der Transmissionskoeffizient K_t wurde unter Berücksichtigung der tatsächlichen lokalen Wellenlänge (iterative Lösung der Dispersionsgleichungen nach Gl. 2.40 und Gl. 2.41) mit a_{eq} nach Gl. 3.74 ermittelt (s. Abb. 7.6). Der nichtdissipierte Wellenanteil an der Position x_0 kann mit Gl. 5.11 und Gl. 7.5 abgeschätzt werden:

$$K_t + K_r = \min \left\{ \frac{1}{1.3 + 2 k_0 h \cot \alpha} + \frac{1}{1 + 2.5 \sqrt{k_0 h \cot \alpha}} ; 1 \right\}$$

Zum Vergleich sind in Abb. 7.10 auch die Näherungsfunktionen für K_r (Gl. 5.8) sowie für $K_r + K_t$ an der Böschungsoberfläche nach Gl. 6.6 für regelmäßige Wellen und Wellenspektren dargestellt.

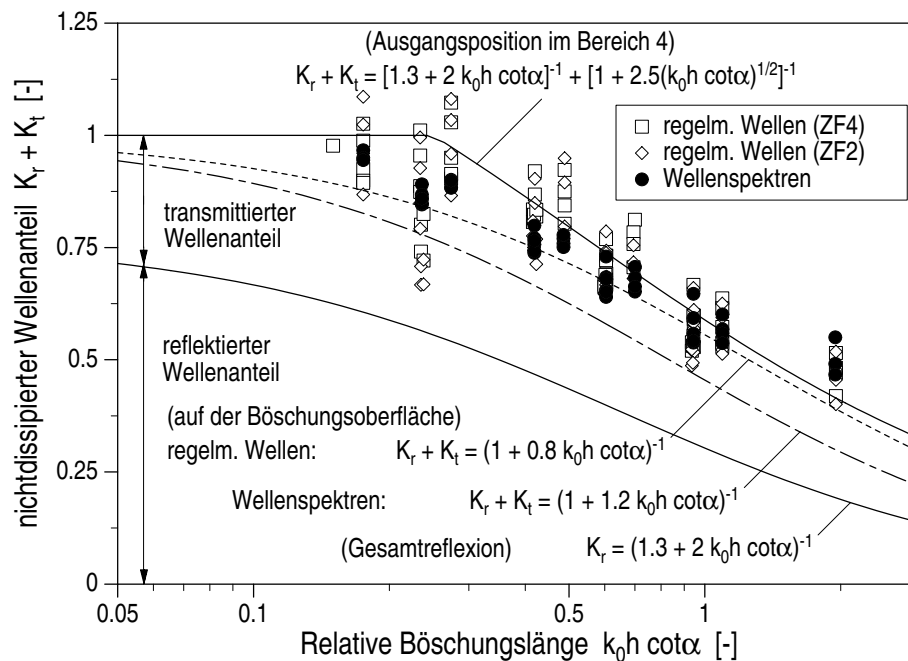


Abb. 7.10: Wellentransmission durch und Energiedissipation im Bereich 3 für regelmäßige Wellen (Analysen im Zeitfenster ZF 2 und ZF 4) und Wellenspektren

Aufgrund der zu erwartenden Energiedissipation in den oberflächennahen Schichten des Bauwerks müßte $K_r + K_t$ an der Böschungsoberfläche größer als an der Position x_0 sein. Der Verlauf von $K_r + K_t$ wurde anhand der Auflaufmessungen mit dem im Abschnitt 3.2 entwickelten theoretischen Konzept weitgehend richtig bestimmt. Die Transmission wurde dabei jedoch ausnahmslos unterschätzt. Insbesondere bei großen relativen Böschungslängen ist mit einer deutlichen Energiedissipation in den oberflächennahen Böschungsschichten zu rechnen. Somit wird die nach Gl. 3.43 aus Auflaufmessungen ermittelte Wellentransmission vor allem bei großen relativen Böschungslängen ($k_0 h \cot \alpha \geq 0.5$) unterschätzt.

7.1.3 Wellenausbreitung im Kernbereich

7.1.3.1 Wellenspektren im Kern

Ein Vergleich zwischen der Energieverteilung im Spektrum der anlaufenden Wellen vor dem Bauwerk und im Kern verdeutlicht die Auswirkungen der energiedissipierenden Prozesse im Böschungsbereich und im Kern und gibt darüber hinaus Einblick in diese Prozesse.

Die im Kern an der Position des Wellenpegel WP 24 (s. Abb. 4.4 und Tab. 4.3) gemessenen Energiedichtespektren sind in Abb. 7.11 beispielhaft für vier Wellenzüge mit Peakperioden $T_p = 3\text{ s}$, 4 s , 6 s und 10 s (jeweils mit $h = 2.90\text{ m}$ und $H_{m0} = 0.55\text{ m}$) dargestellt. Zum Vergleich wurden jeweils auch flächengleiche TMA-Spektren, die der Energieverteilung der anlaufenden Wellen außerhalb des Bauwerks entsprechen (s. Abb. 5.4), aufgetragen. Um die Abweichungen zwischen den im Kern gemessenen Spektren und den TMA-Spektren zu verdeutlichen, wurden die

Differenzen durch eine Faltung geglättet (gleitendes Mittel über 7 Frequenzplätze) und grau hinterlegt dargestellt.

Man erkennt bei allen im Kern gemessenen Spektren eine deutliche Konzentration von Wellenenergie im ansteigenden Ast des TMA-Spektrums und eine Reduktion im abfallenden Ast. Der Bereich mit der höchsten Energiedichte ist um so stärker gegenüber dem Zentrum des TMA-Spektrums verschoben, je kürzer die Peak-Periode ist, bzw. je größer der hochfrequente Energieanteil im Spektrum der anlaufenden Wellen ist.

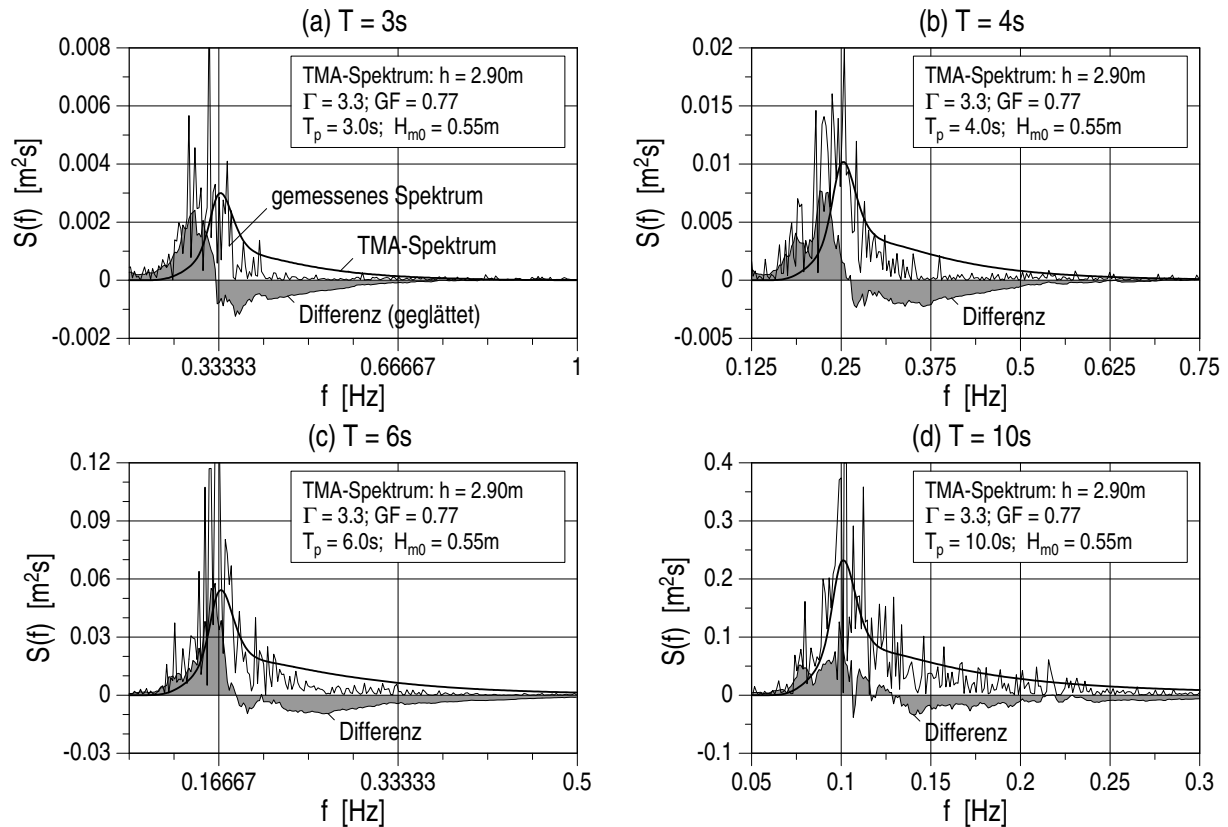


Abb. 7.11: Abweichungen zwischen den im Kern gemessenen Energiedichtespektren (Wellenpegel 24) und TMA-Spektren für die Peak-Perioden: (a) $T_p = 3.0\text{ s}$, (b) $T_p = 4.0\text{ s}$, (c) $T_p = 6.0\text{ s}$, (d) $T_p = 10.0\text{ s}$ (jeweils mit $H_{m0} = 0.55\text{ m}$ und $h = 2.90\text{ m}$)

Es kommt scheinbar zu einem Energietransfer vom hochfrequenten in den niederfrequenten Bereich innerhalb des Spektrums. Tatsächlich bewirkt der Böschungsbereich jedoch vor allem eine selektive Dämpfung der einzelnen Frequenzkomponenten. Auch bei Untersuchungen mit regelmäßigen Wellen bleibt die Periode der Grundschwingung im Inneren des Wellenbrechers unverändert. Genauerem Aufschluß über die Filterwirkung der Böschung liefert die Analyse frequenzabhängiger Transmissionskoeffizienten $K_t(f)$.

Das Vorgehen bei der Ermittlung der frequenzabhängigen Transmissionskoeffizienten ist in Abb. 7.12 dargestellt. Das Amplitudenspektrum der anlaufenden Wellen im Nahfeld und der transmittierten Wellen an der Position des Wellenpegels WP 24 (s. Abb. 4.4 und Tab. 4.3) wurden nicht geglättet. Die transmittierten Amplituden wurden nach Gl. 3.26 umgeformt, um aus

dem Verhältnis der transmittierten zu den anlaufenden Amplituden den Transmissionskoeffizienten $K_t(f)$ bestimmen zu können. Dabei wurde die Wellenzahl k' aus der linearisierten Dispersionsgleichung (Gl. 2.42) bestimmt. Für die vorliegenden Untersuchungen erhält man somit $a_t(f) = n a'_t(f)$ (mit $k' = k$).

Der frequenzabhängige Transmissionskoeffizient $K_t(f) = a_t(f)/a_i(f)$ wurde durch Faltung (gleitendes Mittel über 7 Frequenzplätze) geglättet. Bei den weiteren Untersuchungen wurden die in dem Frequenzband $f_p/1.5 \leq f \leq 3 f_p$ ermittelten Transmissionskoeffizienten verwendet. Die in Abb. 7.12 dargestellten Näherungsfunktionen für $K_t(H_{m0})$ und $K_t(f)$ wurden nach Gl. 7.5 und Gl. 7.6 ermittelt.

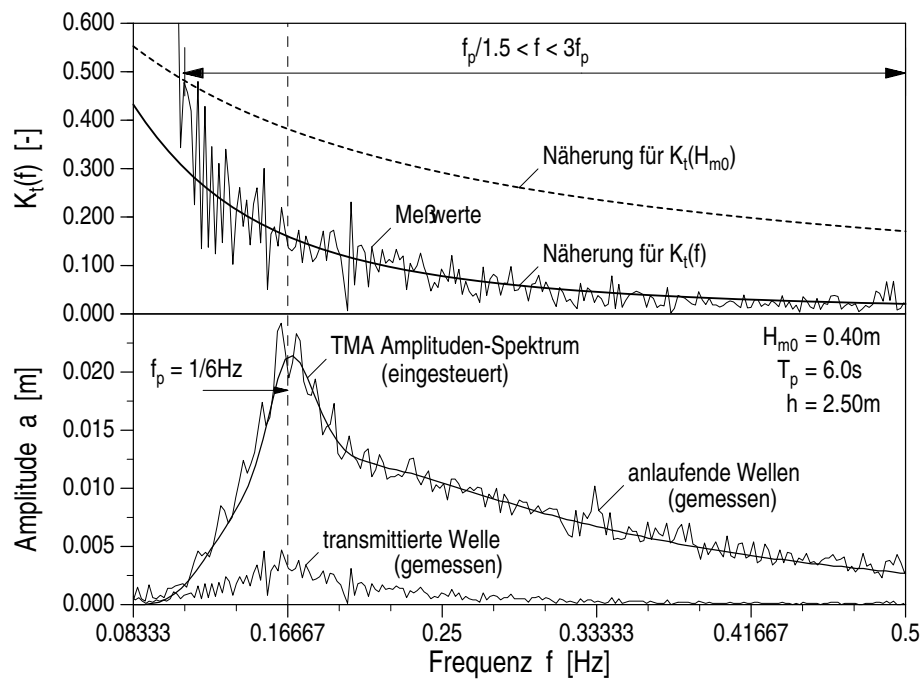


Abb. 7.12: Frequenzabhängiger Transmissionskoeffizient $K_t(f)$ für einen Versuch mit $T_p = 6$ s, $H_{m0} = 0.40$ m und $h = 2.50$ m

In Abb. 7.13 ist der frequenzabhängige Transmissionskoeffizient $K_t(f)$ über der relativen Wassertiefe $k_0 h \cot \alpha$ aufgetragen. Die linearen Einflüsse der Transmission (vgl. Abb. 7.9) können näherungsweise beschrieben werden durch:

$$K_t = \frac{1}{1 + 14 k_0 h \cot \alpha} \quad (7.6)$$

Neben dem Funktionsverlauf nach Gl. 7.6 ist in Abb. 7.13 auch die Näherungsfunktion für die obere Grenze von $K_r(H_{m0})$ (Gl. 7.5) dargestellt. Beim Vergleich der beiden Kurven ist zu berücksichtigen, daß die Meßwerte für $K_r(H_{m0})$ überwiegend zwischen den beiden Kurven nach Gl. 7.5 und Gl. 7.6 liegen.

Es konnten keine systematischen Abhängigkeiten für die Streuung der Meßwerte für $K_r(f)$ gegenüber der Näherungsfunktion nach Gl. 7.6, die auf nichtlineare Einflüsse zurückzuführen sind, festgestellt werden.

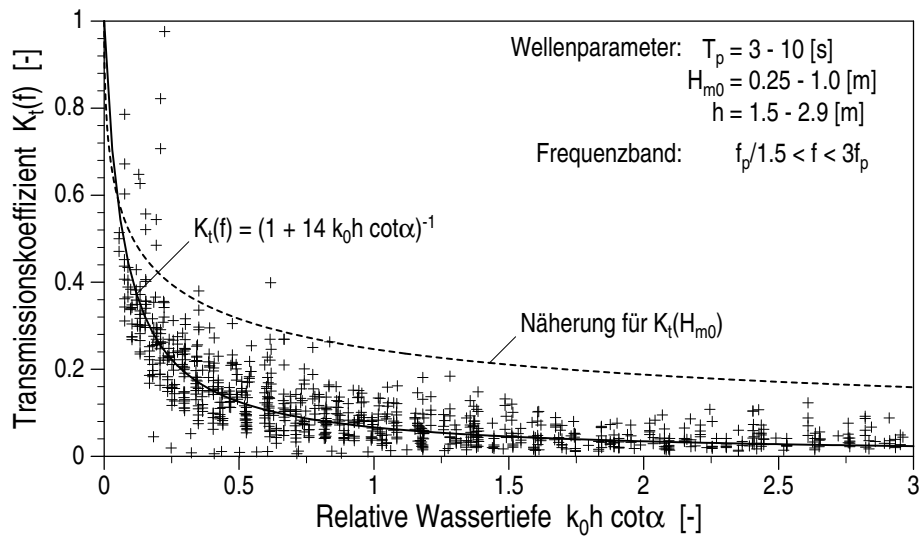


Abb. 7.13: Frequenzabhängiger Transmissionskoeffizient $K_t(f)$ in Abhängigkeit von der relativen Wassertiefe $k_0 h \cot \alpha$

Die Kennwerte der Wellenhöhenverteilung im Kern wurden am Wellenpegel WP 24 ermittelt und sind in Tab. 7.1 zusammengefaßt. Auffallend ist, daß das Verhältnis H_m/H_{m0} kleiner und die Verhältnisswerte $H_{1/10}/H_{m0}$ und H_{max}/H_{m0} deutlich größer sind als die Erwartungswerte für eine RAYLEIGH-Verteilung. Darüber hinaus ist auch die relative Standardabweichung deutlich größer als bei den Untersuchungen außerhalb des Bauwerks (s. Tab. 5.1 und Tab. 5.5).

Tab. 7.1: Wellenhöhenverteilung des Wellenspektrums im Kern (Wellenpegel 24)

Wellenhöhen- verhältnis	Sollwert ¹⁾ H/H_{m0}	Mittelwert ²⁾ $H^* = \overline{H}/H_{m0}$	Standardabweichung σ_{H^*}	
H_m/H_{m0}	0.63	0.60	0.039	(33.4 %)
$H_{1/3}/H_{m0}$	1.00	0.97	0.063	(33.4 %)
$H_{1/10}/H_{m0}$	1.27	1.49	0.114	(39.4 %)
H_{max}/H_{m0}	1.50	1.99	0.170	(43.8 %)

¹⁾ theoretischer Verhältnisswert für eine RAYLEIGH-Verteilung

²⁾ gemessener Verhältnisswert

Bei den höchsten Wellen im Spektrum kam es bei einigen Versuchen mit großen Wellenhöhen vereinzelt zu internem Wellenüberlauf, d.h. der Wellenaufbau auf der Oberfläche des Kerns erreichte die Krone der Kernschüttung. Somit erreichten einige besonders große Wellen die Meßposition des Wellenpegels WP 24 nahezu ungedämpft, was zu einer Verzerrung der Wellenhöhenverteilung führt und zu hohen Kennwerten für $H_{1/10}/H_{m0}$ und H_{max}/H_{m0} . Darüber hinaus kann aber auch die Konzentration der Wellenenergie innerhalb des Spektrums (s. Abb. 7.11) Einfluß auf die Wellenhöhenverteilung haben und zur Reduktion des Verhältnisswerts H_m/H_{m0} führen. Die hohen relativen Standardabweichungen der Kennwerte für die Wellenhöhenverteilung haben ihre Ursache (i) in den geringen Wellenhöhen im Kernbereich und (ii) in den

meßtechnischen Schwierigkeiten bei der Erfassung der Wasserspiegelauslenkungen im Kern.

7.1.3.2 Dämpfungsfunktionen

Die Abnahme der Wellenhöhe im Kern über die Lauflänge $(x - x_0)$ ist in Abb. 7.14 für regelmäßige Wellen mit Wellenperioden $T = 4\text{ s}$, 6 s und 8 s und nominalen Wellenhöhen $H = 0.25\text{ m}$, 0.40 m , 0.55 m und 0.70 m (eingesteuerte Wellenhöhe) bei einem Wasserstand $h = 2.50\text{ m}$ dargestellt. Bei konstanter Wellenperiode variiert die Wellenhöhe H_0 an der Ausgangsposition x_0 deutlich in Abhängigkeit von der Wellenhöhe. Insbesondere bei kurzen Wellen ($T = 4\text{ s}$) strebt die lokale Wellenhöhe $H(x)$ im Kern bereits nach relativ kurzem Weg einem Wert zu, der nur noch unwesentlich durch die ursprüngliche Wellenhöhe beeinflusst wird. Beim Erreichen dieses Wertes nimmt die Wellendämpfung deutlich ab. Auch bei längeren Wellen variieren die lokalen Wellenhöhen im Kern mit zunehmender Lauflänge deutlich weniger als die Wellenhöhen H_0 und auch hier nimmt die Wellendämpfung ab.

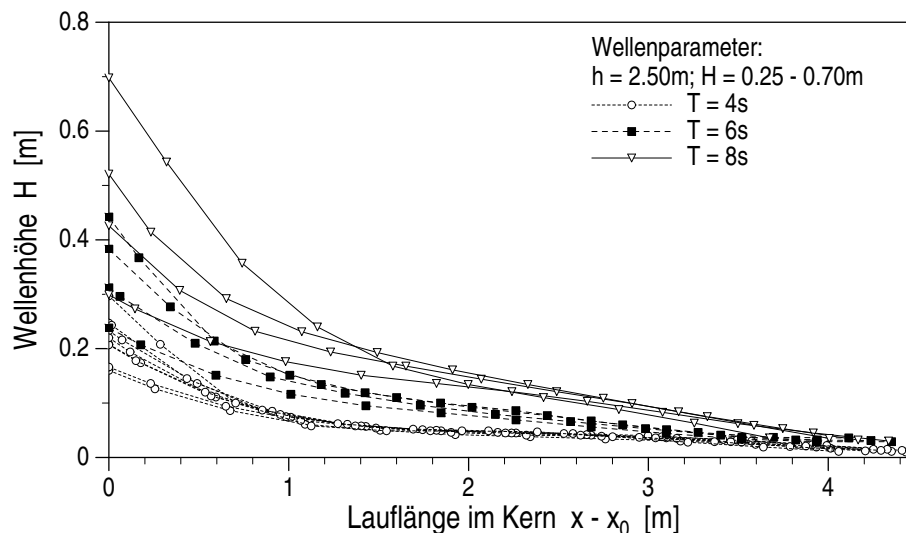


Abb. 7.14: Entwicklung der Wellenhöhe im Kern über den Weg $x - x_0$ für verschiedenen Wellenhöhen H_0 und Wellenperioden

Ein Vergleich der Wellenhöhenabnahme in Abb. 7.14 mit der Abnahme bei linearer, quadratischer und polynomischer Dämpfung (s. Abb. 3.19) zeigt, daß die Abnahme kurzperiodischer Wellen annähernd einer quadratischen Dämpfung entspricht. Bei langperiodischen Wellen wird der Wellenhöhenverlauf dagegen besser durch einen polynomischen Dämpfungsansatz (Kombination linearer und quadratischer Dämpfungsterme) beschrieben.

Die im Abschnitt 3.3.2 aus dem Zusammenhang zwischen mittlerem hydraulischen Gradienten \bar{I} , mittlerer Filtergeschwindigkeit \bar{v}_f und lokaler Wellenhöhe $H(x)$ ermittelten Dämpfungsfunktionen sollen im folgenden auf ihre Eignung zur Beschreibung der Wellenhöhenabnahme im Kern überprüft werden.

Für die vorliegenden Untersuchungen ist der Geschwindigkeitskoeffizient κ_v nach Gl. 3.76 annähernd konstant ($\kappa_v \approx 0.25 \text{ s}^{-1}$ mit einer Standardabweichung $\sigma_{\kappa_v} = 0.011 \text{ s}^{-1}$ bzw. 4.5 %).

Linearer Dämpfungsansatz: Der Widerstandskoeffizient a in der linearen Dämpfungsfunktion nach Gl. 3.77 entspricht eher dem linearisierten Widerstandskoeffizienten a_{eq} als dem Forchheimer Koeffizienten a . Für die vorliegenden Untersuchungen ist der linearisierte Widerstandskoeffizient im Mittel $a_{eq} \approx 2$ (Gl. 3.74). Dabei wurde die Wellenzahl k' im Bauwerk nach der linearisierten Dispersionsgleichung (Gl. 2.42) berechnet und eine mittlere Wellenhöhe $H = 0.43 H_0$ angesetzt. Diese mittlere Wellenhöhe wurde für eine durchschnittliche Lauflänge im Kern von 3 m (bis zum Eintritt in die Filterschicht auf der landseitigen Böschung), bei exponentieller Wellenhöhenabnahme (entsprechend dem linearen Dämpfungsansatz nach Gl. 3.77) und unter Vernachlässigung der Wellenhöhe am landseitigen Ende des Kerns ermittelt.

Die Eignung eines linearen Dämpfungsansatzes nach Gl. 3.77 zur Beschreibung der Wellenhöhenabnahme im Kern kann Abb. 7.15 entnommen werden.

In Abb. 7.15 a ist der aus Messungen berechnete Dämpfungskoeffizient a über der relativen Wassertiefe kh aufgetragen. Der Koeffizient s hat einen Mittelwert von 2 s/m , die Standardabweichung σ_a beträgt 0.803 s/m (38.8 %).

Am Beispiel einiger ausgewählter kurz- und einer langperiodischer Wellen ($T = 4 \text{ s}$ bzw. $T = 8 \text{ s}$, jeweils mit $H_i = 0.25 - 0.70 \text{ m}$ und $h = 2.90 \text{ m}$) sind die Abweichungen zwischen der tatsächlichen Wellenhöhenabnahme und dem berechneten Verlauf nach Gl. 3.77 (mit $a = 2 \text{ s/m}$ und $\kappa_v \approx 0.25 \text{ s}^{-1}$) in Abb. 7.15 b dargestellt. Die Dämpfung langperiodischer Wellen ($T = 8 \text{ s}$) im seewärtigen Bereich des Kerns ($\kappa_v x \leq 0.3$) wird deutlich überschätzt, die Abnahme kurzperiodischer Wellen ($T = 4 \text{ s}$) in diesem Bereich wird ebenso deutlich unterschätzt.

In Abb. 7.15 c ist die Wellenhöhenentwicklung im Kern über der relativen Lauflänge $\kappa_v x$ für alle Versuche dargestellt. Man erkennt hier, daß die Wellenhöhe im landseitigen Bereich des Wellenbrecherkerns ($\kappa_v x \geq 0.6$) durch den linearen Dämpfungsansatz wesentlich unterschätzt wird.

Eine Gegenüberstellung der mit dem linearen Ansatz berechneten und der gemessenen Wellenhöhen im Bauwerk ist in Abb. 7.15 d dargestellt. Die Rechenwerte sind im Mittel um 2.5 % kleiner als die Meßwerte und haben eine Standardabweichung $\sigma_H = 0.028 \text{ m}$ (18.2 %).

Obgleich der tatsächliche Wellenhöhenverlauf im Kern des Wellenbrechers gegenüber dem nach Gl. 3.77 berechneten Verlauf z.T. deutliche systematische Abweichungen aufweist, liefert der lineare Dämpfungsansatz eine sehr einfache und insgesamt relativ gute Näherung für die Wellenhöhenabnahme im Kern.

Quadratischer Dämpfungsansatz: Die Beschreibung der Wellendämpfung im Kern durch einen quadratischen Dämpfungsansatz nach Gl. 3.78 ist in Abb. 7.16 dargestellt. Das Vorgehen entspricht den in Abb. 7.15 dargestellten Ergebnissen der Untersuchungen mit linearen Dämpfungsfunktionen.

Der in Abb. 7.16 a dargestellt quadratische Dämpfungskoeffizient b nimmt mit der relativen

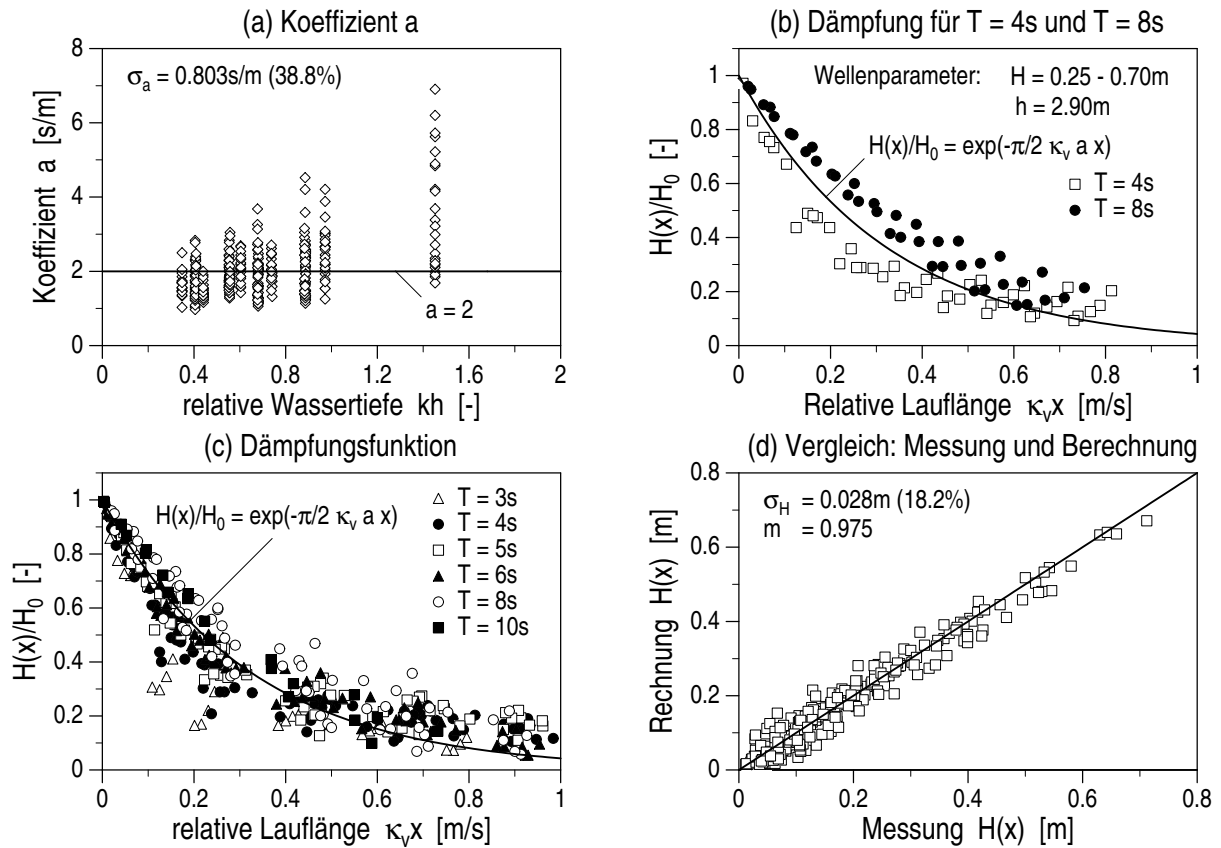


Abb. 7.15: Linearer Ansatz für die Wellendämpfung im Kern: (a) aus Messungen ermittelter linearer Dämpfungskoeffizient a , (b) Wellenhöhenabnahme für lang- ($T = 8\text{s}$) und kurzperiodische Wellen ($T = 4\text{s}$), (c) Wellenhöhenabnahme über die relative Lauflänge $\kappa_v x$ und (d) Vergleich gemessener und berechneter lokaler Wellenhöhen $H(x)$

Wassertiefe $\omega^2 h/g$ deutlich zu und wird näherungsweise beschrieben durch:

$$b = \frac{3 + 26 \omega^2 h/g}{g d_{n50}} \quad (7.7)$$

Die aus den Meßwerten berechneten dimensionslosen Widerstandskoeffizienten $g d_{n50} b$ haben gegenüber der Näherungsfunktion eine Standardabweichung $\sigma_b = 11.7$ (63.9 %).

Die Abweichungen zwischen der tatsächlichen Wellenhöhenabnahme und dem berechneten Verlauf nach Gl. 3.78 sind in Abb. 7.16 b für einige ausgewählte kurz- und langperiodische Wellen dargestellt (vgl. Abb. 7.15 b). Zunächst fällt auf, daß die Auftragung über $\kappa_v^2 H_0 x$ gegenüber der Auftragung über $\kappa_v x$ (Abb. 7.15 b) zu einer etwas stärkeren Streuung der Meßwerte im seeseitigen Bereich des Kerns führt und die Streuung im landseitigen Bereich deutlich verringert. Durch die Variation des Dämpfungskoeffizienten b in Abhängigkeit von $\omega^2 h/g$ ergeben sich unterschiedliche Dämpfungsfunktionen für kurz- und langperiodische Wellen. Insgesamt wird die Wellenhöhenabnahme durch den quadratischen Ansatz etwas genauer erfaßt als durch den linearen Ansatz (Abb. 7.15 b).

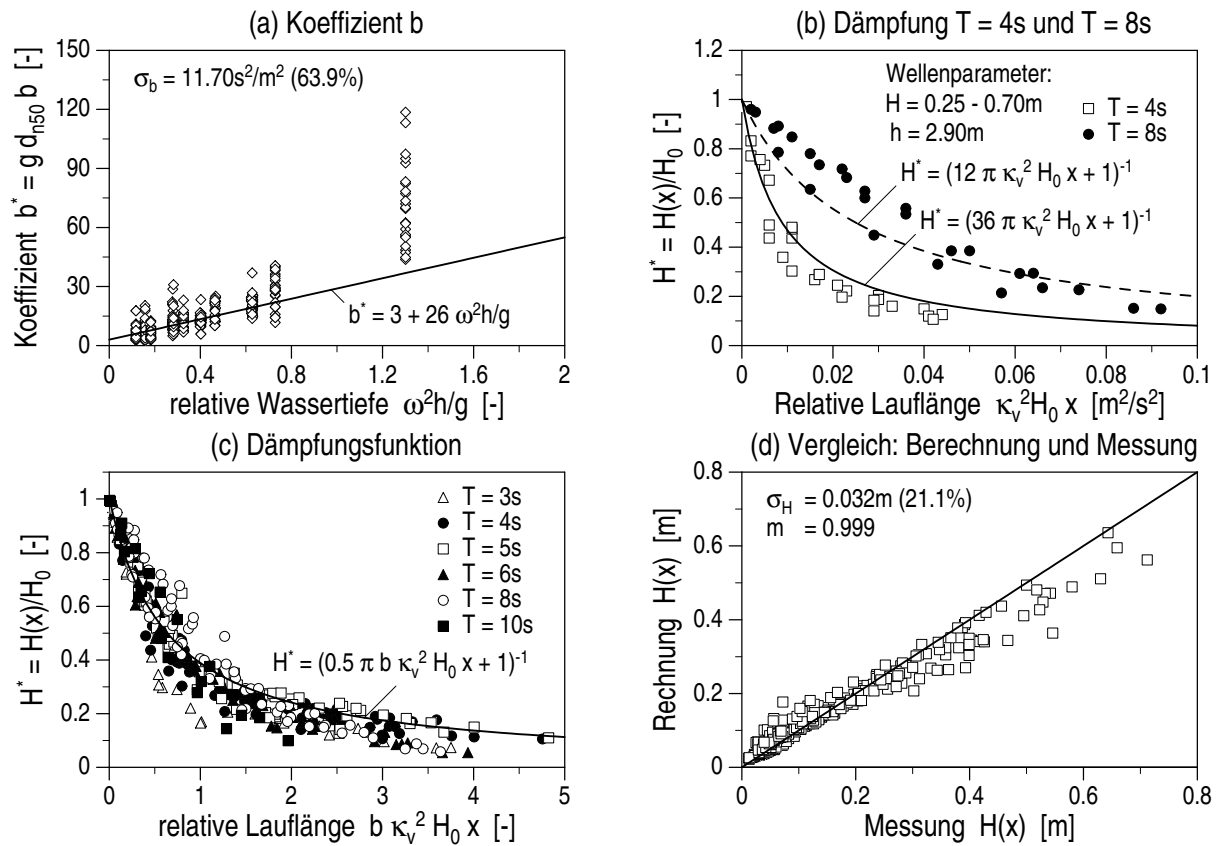


Abb. 7.16: Quadratischer Ansatz für die Wellendämpfung im Kern: (a) aus Messungen ermittelter quadratischer Dämpfungskoeffizient b , (b) Wellenhöhenabnahme für lang- ($T = 8 \text{ s}$) und kurzperiodische Wellen ($T = 4 \text{ s}$), (c) Wellenhöhenabnahme über die relative Lauflänge $b \kappa_v^2 H_0 x$ und (d) Vergleich gemessener und berechneter lokaler Wellenhöhen $H(x)$

In Abb. 7.16 c ist die Wellenhöhenentwicklung im Kern über der relativen Lauflänge $b \kappa_v^2 H_0 x$ für alle Versuche dargestellt. Man erkennt hier, daß die Wellenhöhe im seeseitigen Bereich des Bauwerks ($b \kappa_v^2 H_0 x \leq 0.5$) überwiegend unterschätzt und im landseitigen Bereich ($b \kappa_v^2 H_0 x > 1$) zumeist überschätzt wird.

Die mit dem quadratischen Ansatz nach Gl. 3.78 berechneten und die gemessenen Wellenhöhen werden einander in Abb. 7.16 d gegenübergestellt. Der systematische Fehler der Rechenwerte gegenüber den Meßwerten beträgt lediglich 0.1 %, die Standardabweichung $\sigma_H = 0.032 \text{ m}$ (21.1 %). Insbesondere bei großen Wellenhöhen ($H(x) > 0.3 \text{ m}$) treten deutliche Abweichungen auf (vgl. Abb. 7.16 b und Abb. 7.16 c), die zu einer größeren Streuung als beim linearen Dämpfungsansatz (Abb. 7.15 c) führen.

Bei Verwendung des experimentell ermittelten quadratischen Forchheimerkoeffizienten $b = 22.9 \text{ s}^2/\text{m}^2$ als Dämpfungskoeffizient werden die Wellenhöhen im Bauwerk im Mittel um 16.3 % unterschätzt. Die Standardabweichung der Rechenwerte gegenüber den Meßwerten beträgt dann 0.052 m (33.9 %).

Durch den quadratischen Dämpfungsansatz wird der qualitative Verlauf der Wellenhöhen im Kern besser beschrieben als durch den linearen Ansatz. Die wesentliche Unzulänglichkeit des quadratischen Ansatzes nach Gl. 3.78 liegt darin, daß der Einfluß der Wellenlänge, wie in Abb. 7.16 deutlich zu erkennen, durch den annähernd konstanten Geschwindigkeitskoeffizienten κ_v nur unzureichend erfaßt wird. Diese Unzulänglichkeit beeinflusst die Ergebnisse des quadratischen Dämpfungsansatzes stärker als die des linearen Ansatzes (κ_v geht in Gl. 3.77 linear ein und in Gl. 3.78 quadratisch). Dadurch kommt es beim quadratischen Ansatz zu größeren Abweichungen gegenüber den Meßwerten, obgleich ein quadratischer Widerstand besser geeignet ist zur Beschreibung der Wellendämpfung im Kern.

Der unzureichend berücksichtigte Einfluß der Wellenlänge bei der Beschreibung der Wellendämpfung im Kern kann durch eine empirische Korrektur des Widerstandskoeffizienten b als Funktion von $\omega^2 h/g$ teilweise kompensiert werden. Dadurch kann im vorliegenden Fall die relative Standardabweichung von 33.9 % auf 21.1 % reduziert werden, die Übertragbarkeit dieser Ergebnisse ist jedoch nicht gesichert.

Der lineare Dämpfungsansatz unterschätzt die Wellenhöhe im landseitigen Bereich des Wellenbrecherkerns, der quadratische Ansatz überschätzt die Wellenhöhe in diesem Bereich. Es ist somit zu erwarten, daß der polynomische Dämpfungsansatz nach Gl. 3.79 mit linearen und quadratischen Anteilen besser als die Ansätze nach Gl. 3.77 und Gl. 3.78 zur Beschreibung der Wellendämpfung im Kern geeignet ist.

Polynomischer Dämpfungsansatz: Die Anpassung des polynomischen Ansatzes nach Gl. 3.79 ist in Abb. 7.17 dargestellt.

In Abb. 7.17 a und 7.17 b sind der lineare Dämpfungskoeffizient a und der dimensionslose quadratische Widerstandskoeffizient $g d_{n50} b$ über der relativen Wassertiefe kh aufgetragen. Für den linearen Widerstandskoeffizienten wurde der experimentell ermittelte lineare Forchheimerkoeffizient $a = 0.89 \text{ s/m}$ angesetzt. Der aus den Meßwerten ermittelte Koeffizient a weist gegenüber dem Sollwert eine Standardabweichung $\sigma_a = 0.193 \text{ s/m}$ (23.0 %) auf (mit $b = 9 kh$). Der quadratische Dämpfungskoeffizient b kompensiert auch hier den durch den Koeffizienten κ_v unzureichend erfaßten Einfluß der Wellenlänge und wird näherungsweise beschrieben durch:

$$b = 9 \frac{kh}{g d_{n50}} \quad (7.8)$$

Die aus den Messungen mit $a = 0.89 \text{ s/m}$ ermittelten dimensionslosen Widerstandskoeffizienten $g d_{n50} b$ haben gegenüber der Näherungsfunktion eine Standardabweichung $\sigma_b = 11.5$ (116 %).

In Abb. 7.17 c ist die Wellenhöhenentwicklung im Kern über der relativen Lauflänge nach Gl. 3.79 dargestellt. Man erkennt, daß die Wellenhöhe durch den polynomischen Dämpfungsansatz im seeseitigen Bereich des Bauwerks z.T. leicht unterschätzt werden, im landseitigen Bereich dagegen sehr gut angenähert werden.

In Abb. 7.17 d werden die mit dem polynomischen Ansatz berechneten und die gemessenen Wellenhöhen einander gegenübergestellt. Die Rechenwerte sind im Mittel um 2.2 % größer als die Meßwerte und haben eine Standardabweichung $\sigma_H = 0.026 \text{ m}$ (16.8 %). Die größten Wellenhöhen ($H > 0.4 \text{ m}$), die im seeseitigen Bereich des Kerns auftreten, werden teilweise leicht

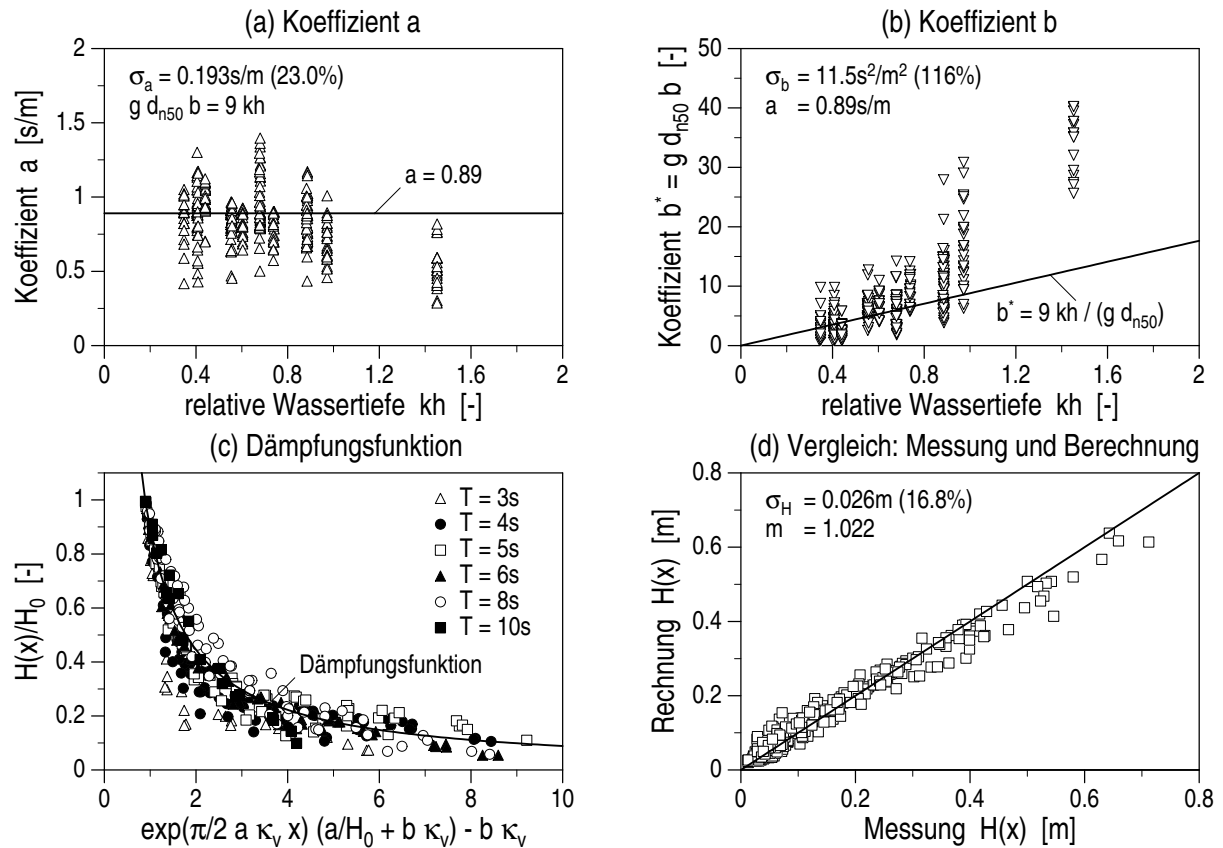


Abb. 7.17: Polynomischer Ansatz für die Wellendämpfung im Kern: (a) aus Messungen ermittelter linearer Dämpfungskoeffizient a , (b) aus Messungen ermittelter quadratischer Dämpfungskoeffizient b , (c) Wellenhöhenabnahme im Kern und (d) Vergleich gemessener und berechneter lokaler Wellenhöhen $H(x)$

unterschätzt. Insgesamt liefert der polynomische Ansatz nach Gl. 3.79 (mit einer empirischen Anpassung des quadratischen Widerstandskoeffizienten b) eine gute Näherung der Wellenhöhenabnahme im Bauwerk.

Bei Verwendung der experimentell ermittelten linearen und quadratischen Forchheimerkoeffizienten $a = 0.89\text{ s/m}$ und $b = 22.9\text{ s}^2/\text{m}^2$ als Dämpfungskoeffizienten werden die Wellenhöhen im Bauwerk im Mittel um 8.0 % unterschätzt, die Standardabweichung beträgt dann 0.046 m (32.7 %).

Der polynomische Dämpfungsansatz nach Gl. 3.79 beschreibt die Wellenhöhenabnahme im Bauwerk qualitativ richtig. Ebenso wie beim quadratischen Ansatz nach Gl. 3.78 wird die Genauigkeit der Ergebnisse beim polynomischen Ansatz nach Gl. 3.79 vor allem durch den im Koeffizienten κ_v unzureichend berücksichtigten Einfluß der Wellenlänge beeinträchtigt.

Erweiterter polinomischer Dämpfungsansatz: Um den Einfluß der Wellenlänge auf die relative Lauflänge stärker zu berücksichtigen, wurde der empirische Koeffizient κ_x in die Dämpfungsfunktion nach Gl. 3.79 eingefügt.

$$H(x) = \frac{a}{\exp\left(\frac{\pi}{2} a \kappa_v \kappa_x x'\right) \left(\frac{a}{H_0} + b \kappa_v\right) - b \kappa_v} \quad (7.9)$$

mit: $x' = x - x_0$

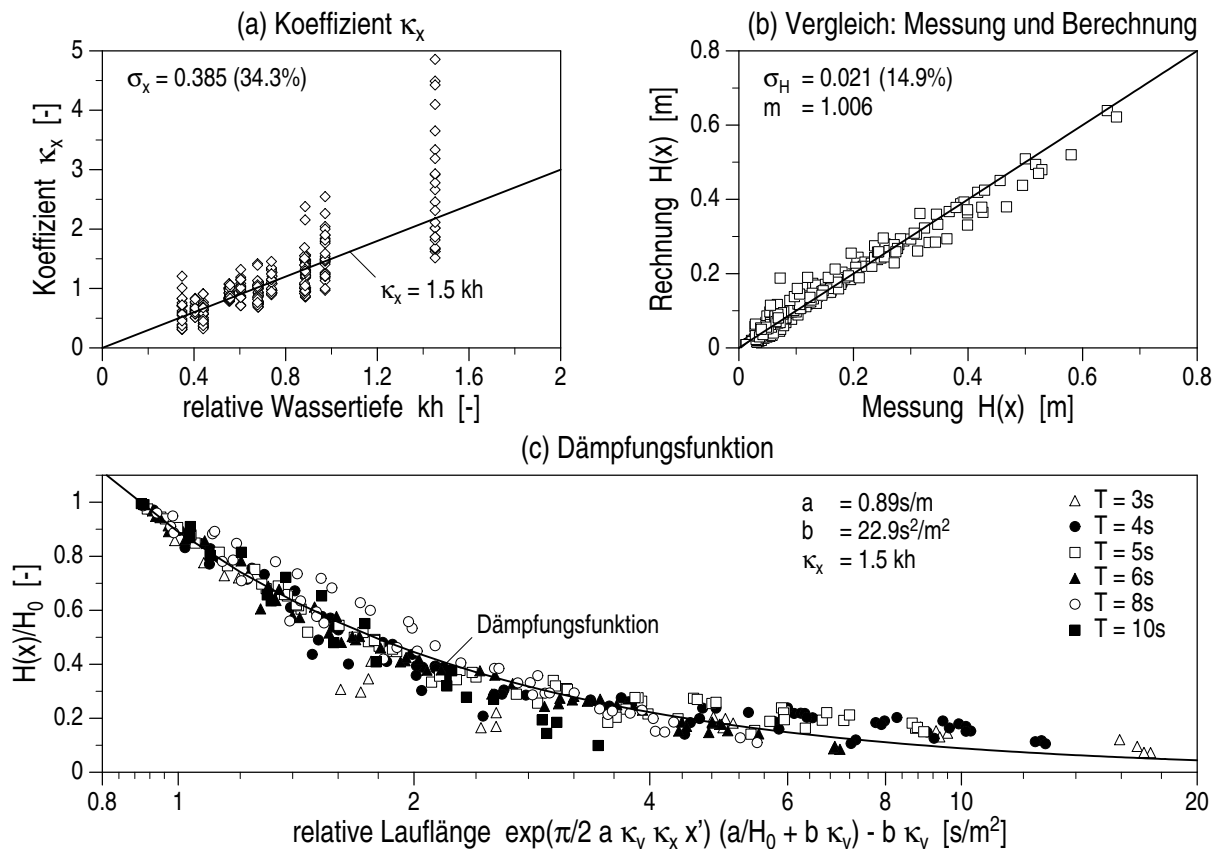


Abb. 7.18: Erweiterter polinomischer Ansatz für die Dämpfung regelmäßiger Wellen im Kern: (a) Lauflängenkoeffizient κ_x in Abhängigkeit von der relativen Wassertiefe $k'h$, (b) Vergleich gemessener und berechneter lokaler Wellenhöhen $H(x)$ und (c) Wellenhöhenabnahme über der relativen Lauflänge

Für *regelmäßige Wellen* ist die Abnahme der Wellenhöhe im Kernbereich nach Gl. 7.9 in Abb. 7.18 dargestellt. Dabei werden die experimentell bestimmten Forchheimerkoeffizienten $a = 0.89 \text{ s/m}$ und $b = 22.9 \text{ s}^2/\text{m}^2$, der Wellenzahl im Bauwerk nach Gl. 2.42 (linearisierte Dispersionsgleichung, hier: $k' = k$) und der folgende Lauflängenkoeffizienten κ_x verwendet:

$$\kappa_x = 1.5 k' h \quad (7.10)$$

Der Lauflängenkoeffizienten κ_x nach Gl. 7.10 hat gegenüber dem aus den Messungen ermittelten Koeffizienten eine Standardabweichung $\sigma_{\kappa_x} = 0.385$ (34.3 %) (Abb. 7.18 a). Die nach Gl. 7.9 berechneten lokalen Wellenhöhen im Bauwerk sind im Mittel um 0.6 % größer als die gemessenen Wellenhöhen und haben eine Standardabweichung von $\sigma_H = 0.021$ m bzw. 14.9 % (Abb. 7.18 b). Die Auftragung in Abb. 7.18 c zeigt, daß die tatsächliche Wellenhöhenabnahme im Kern des Wellenbrechers sehr gut durch Gl. 7.9 angenähert wird.

Für *Wellenspektren* ist die Abnahme der signifikanten Wellenhöhe in Abb. 7.19 dargestellt. Sie wird mit dem Ansatz nach Gl. 7.9 beschrieben. Dabei werden die Forchheimerkoeffizienten $a = 0.89$ s/m und $b = 22.9$ s²/m², die Wellenzahl im Bauwerk k' nach Gl. 2.42 (hier: $k' \approx k$) und der folgende Lauflängenkoeffizient verwendet:

$$\kappa_x = 1.25 kh \quad (7.11)$$

Der Lauflängenkoeffizient κ_x nach Gl. 7.10 hat gegenüber den aus Messungen ermittelten Werten eine Standardabweichung $\sigma_{\kappa_x} = 0.226$ (25.9 %) (Abb. 7.19 a). Die berechneten lokalen

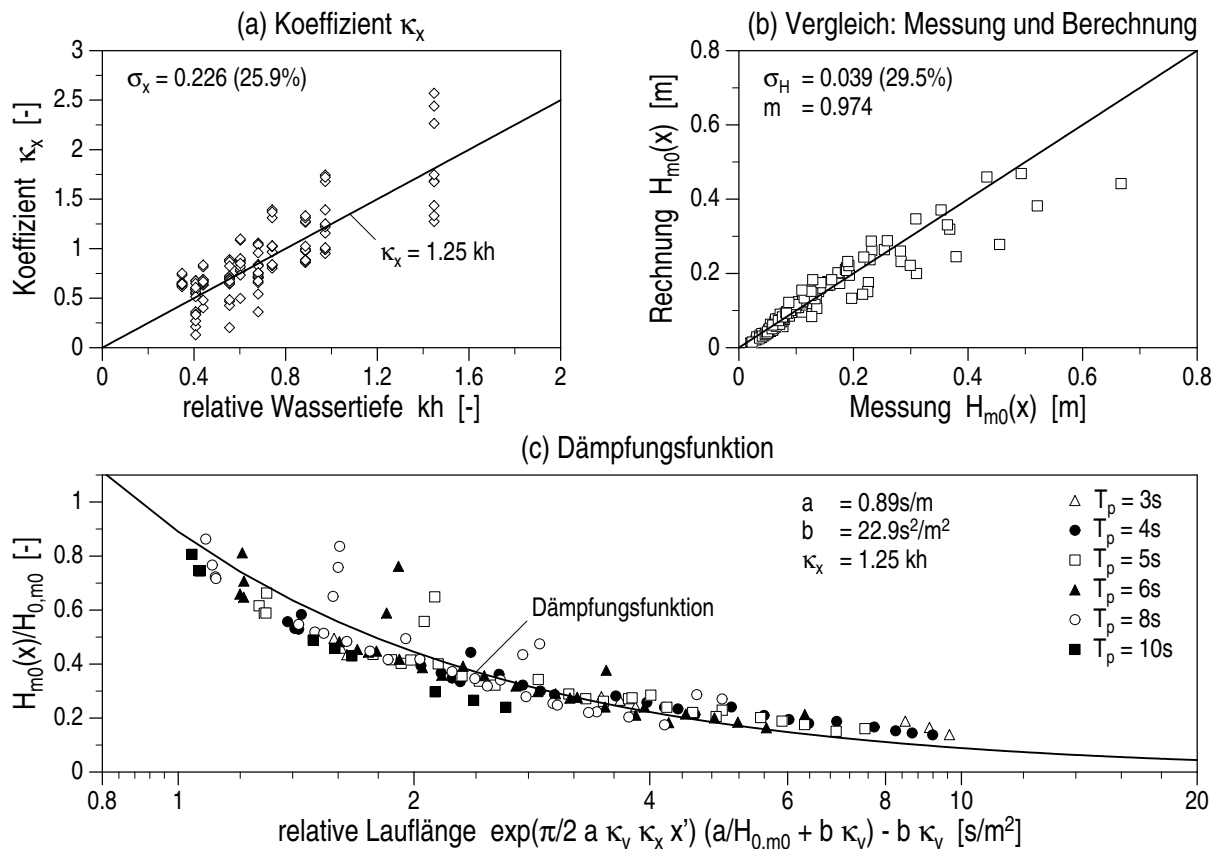


Abb. 7.19: Erweiterter polynomischer Ansatz für die Dämpfung von Wellenspektren im Kern: (a) Lauflängenkoeffizient κ_x in Abhängigkeit von der relativen Wassertiefe $k'h$, (b) Vergleich gemessener und berechneter lokaler Wellenhöhen $H_{m0}(x)$ und (c) Wellenhöhenabnahme über der relativen Lauflänge

Wellenhöhen sind im Mittel um 2.6 % kleiner als die gemessenen Wellenhöhen und haben eine Standardabweichung von $\sigma_H = 0.039 \text{ m}$ (29.5 %, s. Abb. 7.18 b). In Abb. 7.19 c ist die relative Wellenhöhe $H_{m0}(x)/H_{0,m0}$ über der relativen Lauflänge aufgetragen (vgl. Gl. 7.9). Man erkennt, daß die Wellenhöhe im seeseitigen Bereich des Wellenbrecherkerns geringfügig überschätzt und im landseitigen Bereich leicht unterschätzt wird. Bei den Untersuchungen mit $T_p = 5 \text{ s}$, 6 s und 8 s treten in einigen Fällen durch „internen Wellenüberlauf“ (wenn der Wellenaufbau auf der Oberfläche des Kerns die Krone der Kernschüttung erreicht) Meßfehler bei der lokalen Wellenhöhe auf. Dadurch scheint es, als würden sich die Wellen über eine gewisse Strecke fast ungedämpft im Bauwerk ausbreiten. Sofern kein Wellenüberlauf auftritt kann die Dämpfung der signifikanten Wellenhöhe H_{m0} im Kern des Wellenbrechers auch für Wellenspektren in guter Näherung nach Gl. 7.9 beschrieben werden.

7.1.3.3 Umfassende Beschreibung der Wellendämpfung

Die im Abschnitt 3.3 entwickelten theoretischen Ansätze für die Wellenbewegung im Bauwerk beschreiben die Ausbreitung fortschreitender Wellen in einem homogenen porösen Medium. Im Kern eines geschütteten Wellenbrechers treten jedoch Störeinflüsse auf, die zu Abweichungen der tatsächlichen Wellenhöhenentwicklung gegenüber dem theoretischen Verlauf führen. Dies sind in erster Linie:

- Lufteintrag durch die seeseitige Böschung;
- Lufteintrag beim internen Wellenbrechen;
- Wellenreflexion an der landseitigen Böschung.

Durch Lufteintrag verändert sich der hydraulische Widerstand des porösen Mediums. Die Wellenreflexion am landseitigen Übergang vom Kern zur Filterschicht führt zu einem gedämpften halbstehenden Wellenfeld im Kern mit einem Schwebungsknoten am Reflexionspunkt. Auch wenn der Einfluß der reflektierten Wellen im Bauwerk rasch abklingt, so wird doch die Wellenhöhe am landseitigen Ende des Kerns durch Reflexionseinflüsse deutlich reduziert. Darüber hinaus wird die Wellenausbreitung im Kern durch inhomogene (lokale Änderung) oder anisotrope Eigenschaften des Kernmaterials gestört, die bei der theoretischen Beschreibung nicht berücksichtigt wurden.

Die Möglichkeiten zur meßtechnischen Erfassung der hydraulischen Prozesse im Kern sind begrenzt. Durch Lufteintrag kann die Meßgenauigkeit der Wellenpegel beeinflußt werden. Die großen Wasserspiegelgradienten beim internen Wellenbrechen werden durch die senkrecht stehenden Wellenpegel nur unvollständig erfaßt. Eine zuverlässige Abschätzung der Wellenreflexion im Kern ist mit den bekannten Verfahren zur Reflexionsanalyse nicht möglich.

Bei den Versuchen mit regelmäßigen Wellen wurde die lokale Wellenhöhe im Kern durch Simultananalyse und Interpolation (s. Abschnitt 4.4) bestimmt. Aufgrund widersprüchlicher Pegelinformationen (durch Meßungenauigkeiten, internes Wellenbrechen etc.) kann es zu einem „Durchschwingen“ der Spline-Funktionen für den analysierten Wellenhöhenverlauf im Kern kommen.

Diese Unsicherheiten hinsichtlich der hydraulischen Eigenschaften des Kernmaterials und der hydraulischen Prozesse im Kern sowie die Unsicherheiten bei der Messung und bei der Analyse müssen bei den folgenden Untersuchungen zur Wellenausbreitung im Kern berücksichtigt werden. Deshalb werden in diesem Abschnitt neben den im Kern gemessenen Wellenhöhen auch die oberflächennahen Porenwasserdruckoszillationen (obere Lage Druckmeßdosen im Kern, s. Abb. 4.4) ausgewertet, um ein möglichst umfassendes Bild des Wasserspiegelverlaufs im Kernbereich zu erhalten.

In Abb. 7.20 ist die Wellenausbreitung zweier regelmäßiger Wellen im Kern mit $T = 4\text{ s}$ ($H_i = 0.647\text{ m}$, $h = 2.48\text{ m}$) und $T = 8\text{ s}$ ($H_i = 0.647\text{ m}$, $h = 2.48\text{ m}$) dargestellt. Aufgetragen wurden die im Zeitfenster ZF 2 (Versuchsanfang, s. Tab. 4.7) und Zeitfenster ZF 4 (konstanter Set-up am Versuchsende) ermittelten lokalen Wellenhöhen H sowie die in der oberen horizontalen Lage (Druckmeßdosen DMD 14 bis 18, s. Abb. 4.4 und Tab. 4.5) analysierten Druckoszillationen $P/\rho g$. Bei den meisten Versuchen sind die im Zeitfenster 2 gemessenen Wellenhöhen und Druckoszillationen an der Position $x = x_0$ größer als im Zeitfenster 4, d.h. durch den Set-up wird die Wellenhöhe im Bauwerk reduziert. Die Höhe der Druckoszillationen ist gegenüber den Wellenhöhen reduziert, die Verläufe sind jedoch qualitativ ähnlich. Der Vergleich von Druckoszillationen und Wellenhöhen erlaubt Rückschlüsse auf die Plausibilität der Analyse und auf die hydraulischen Prozesse im Bauwerk.

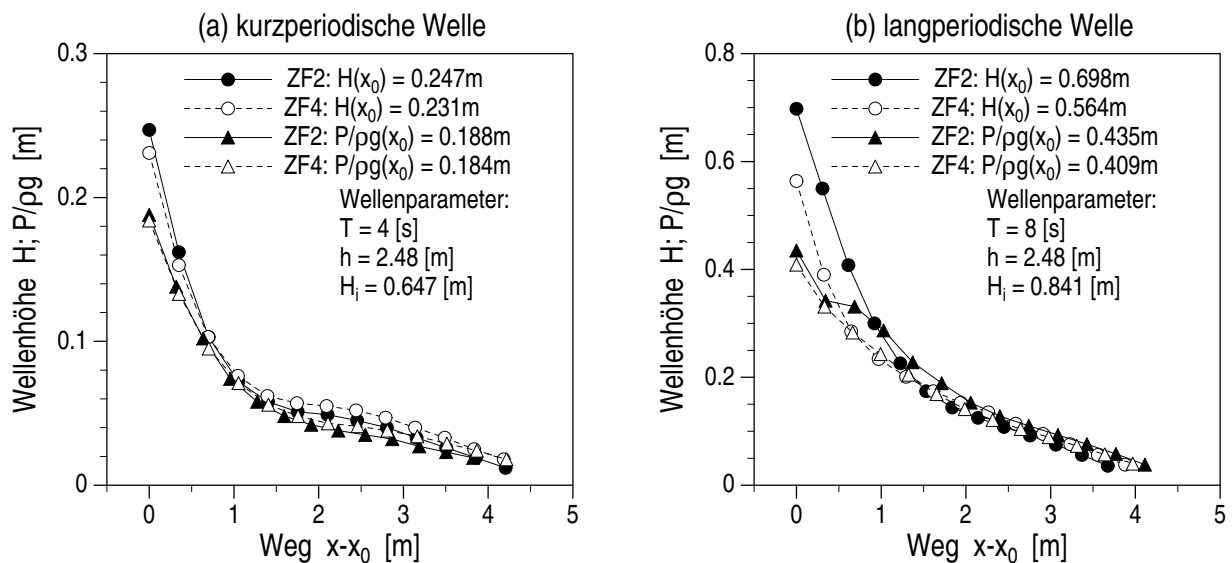


Abb. 7.20: Abnahme der Wellenhöhe H bzw. der Druckoszillationen $P/\rho g$ im Kern im Zeitfenster ZF 2 (Versuchsanfang) und im Zeitfenster ZF 4 (konstanter Set-up) für regelmäßige Wellen mit (a) $T = 4\text{ s}$, $H_i = 0.65\text{ m}$ und (b) $T = 8\text{ s}$, $H_i = 0.84\text{ m}$ (jeweils $h = 2.48\text{ m}$)

In Abb. 7.20 a treten bei $x = x_0$ relativ große Differenzen zwischen Druck- und Wellenhöhe auf, die wahrscheinlich auf Lufteintrag durch die Böschungsoberfläche zurückzuführen sind. Diese Differenzen nehmen zunächst stetig ab und anschließend im mittleren Bereich des Kerns wieder leicht zu, was auf ein „Durchschwingen“ im analysierten Wellenhöhenverlauf hindeutet. Außerdem läßt sich in dieser Darstellung die Reduktion der Wellenhöhe durch Reflexionseinflüsse am landseitigen Ende des Kerns erahnen.

In Abb. 7.20 b fallen die relativ großen Differenzen der Wellenhöhe an der Position $x = x_0$ im Zeitfenster 2 und 4 auf. Darüber hinaus sind im Zeitfenster 2 deutliche Unregelmäßigkeiten im Verlauf der Druckoszillationen bei $(x - x_0) = 0.5\text{ m}$ bis 1 m zu erkennen, die auf ein internes Wellenbrechen hindeuten (das durch die Pegelmessungen nicht erfaßt wird). Durch den Set-up im Kern kommt es schließlich zu einer Reduktion der Wellenhöhe, und das Wellenbrechen tritt in der ursprünglichen Intensität nicht mehr auf.

Die Wellenhöhenentwicklung bzw. der Verlauf der Druckoszillationen im Kern ist in Abb. 7.21 und Abb. 7.22 für alle Versuche mit regelmäßigen Wellen über dem Weg $(x - x_0)$ aufgetragen. Die Wellenhöhen wurden aus den Meßdaten der Wellenpegel WP 23 bis 26 und des Wellenauf-
laufpegels WAP 3 (s. Abb. 4.4, Tab. 4.3 und Tab. 4.4), die Druckoszillationen mit den Druck-
meßdosen DMD 14 bis 18 (s. Abb. 4.4 und Tab. 4.5) jeweils im Zeitfenster 4 (s. Tab. 4.7) durch
Simultananalyse und Interpolation ermittelt. Der theoretische Verlauf der Wellenhöhen bzw. der
Druckoszillationen wurde abschnittsweise ermittelt ($\Delta x = 0.1\text{ m}$) durch:

- *linearisierte Berechnung:* Dämpfungskoeffizient K_d und Wellenzahl k' werden mit den linearisierten Dispersionsgleichungen nach Gl. 2.42 und Gl. 2.43 bestimmt, die eine konstante Wellenlänge für den gesamten Wellenbrecherkern liefern ($L' = \text{konst.}$).
- *exakte Berechnung:* Dämpfungskoeffizient K_d und Wellenzahl k' werden mit den vollständigen Dispersionsgleichungen nach Gl. 2.40 und Gl. 2.41 ermittelt, wobei die Wellenlänge von der lokalen Wellenhöhe $H(x)$ abhängt ($L' = f(x)$).

Der linearisierte Widerstandskoeffizient a_{eq} wurde in beiden Fällen abschnittsweise nach Gl. 3.74 mit der Wellenzahl k' nach Gl. 2.42 berechnet.

In Abb. 7.21 und Abb. 7.22 sind neben der jeweils betrachteten Wellenperiode T die untersuchten Wasserstände h , die Höhen der anlaufenden Wellen im Nahfeld H_i , die Wellenhöhen H_0 an der Position $x = x_0$, die Wellenlängen vor dem Bauwerk $L(\text{AIRY})$ (nach linearer Wellentheorie), die Wellenlängen L' im Bauwerk nach dem linearisierten Ansatz sowie die Wellenlängen $L'(H_0)$ an der Position $x = x_0$ und $L'(x)$ im gesamten Bauwerk nach dem exakten Ansatz aufgeführt.

Für $T = 3\text{ s}$ sind die Wellenhöhenverläufe in Abb. 7.21 a und die Druckverläufe in Abb. 7.22 a dargestellt. Die im landseitigen Bereich des Wellenbrechers gemessenen Wellenhöhen betragen nur wenige Zentimeter, sind relativ ungenau und deshalb nicht zur Beurteilung der theoretischen Dämpfungsansätze geeignet. Die Wellenhöhen- und die Druckabnahme im seewärtigen Bereich des Kerns werden sowohl durch den linearisierten Ansatz als auch durch den exakten Ansatz unterschätzt. Somit wird die tatsächliche Wellenlänge in der Position $x = x_0$ durch den exakten Ansatz wesentlich und durch den linearisierten Ansatz leicht überschätzt.

Für $T = 4\text{ s}$ (Abb. 7.21 b und Abb. 7.22 b) wird die Abnahme der Wellenhöhen und der Druckoszillationen durch den linearisierten Ansatz sehr gut angenähert. Der exakte Ansatz unterschätzt auch hier die Wellenlängen im seewärtigen Bereich des Kerns erheblich.

Für $T = 5\text{ s}$ (Abb. 7.21 c und Abb. 7.22 c) sind die Ergebnisse ähnlich wie für $T = 4\text{ s}$. Die Abweichungen zwischen der exakten und der linearisierten Lösung sind jedoch geringer und insbesondere im landseitigen Bereich des Kerns wird die Abnahme der Druck- und Wellenhöhen überwiegend durch den exakten Ansatz besser beschrieben als durch den linearisierten

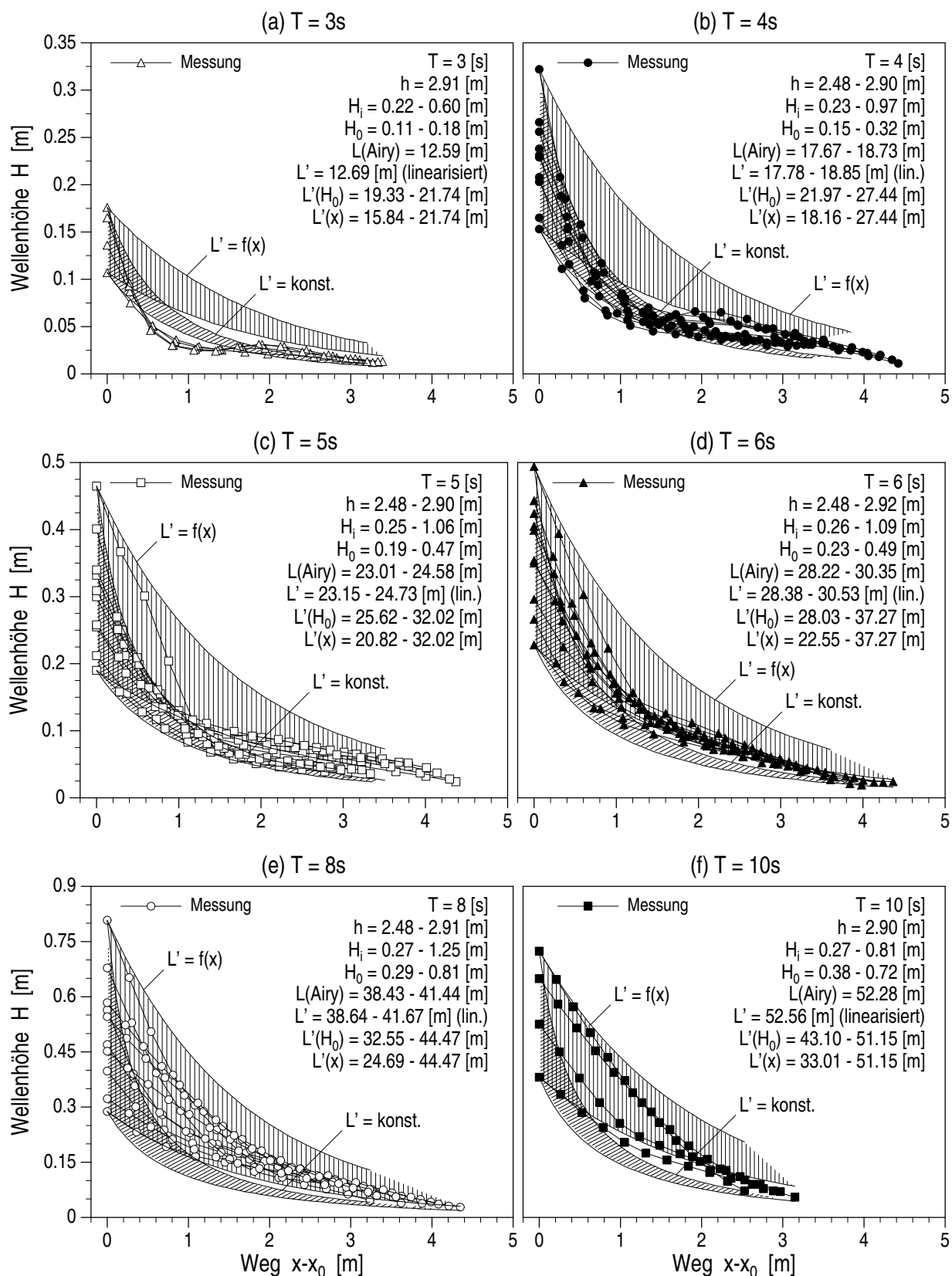


Abb. 7.21: Abnahme der Wellenhöhe H im Kern im Zeitfenster ZF 4 (konstanter Set-up): Berechnung mit $k' = \text{konst.}$ (linearisierte Dispersionsgleichung) und mit $k' = f(x)$ (exakte Dispersionsgleichung) für regelmäßige Wellen mit (a) $T = 3\text{ s}$, (b) $T = 4\text{ s}$, (c) $T = 5\text{ s}$, (d) $T = 6\text{ s}$, (e) $T = 8\text{ s}$ und (f) $T = 10\text{ s}$

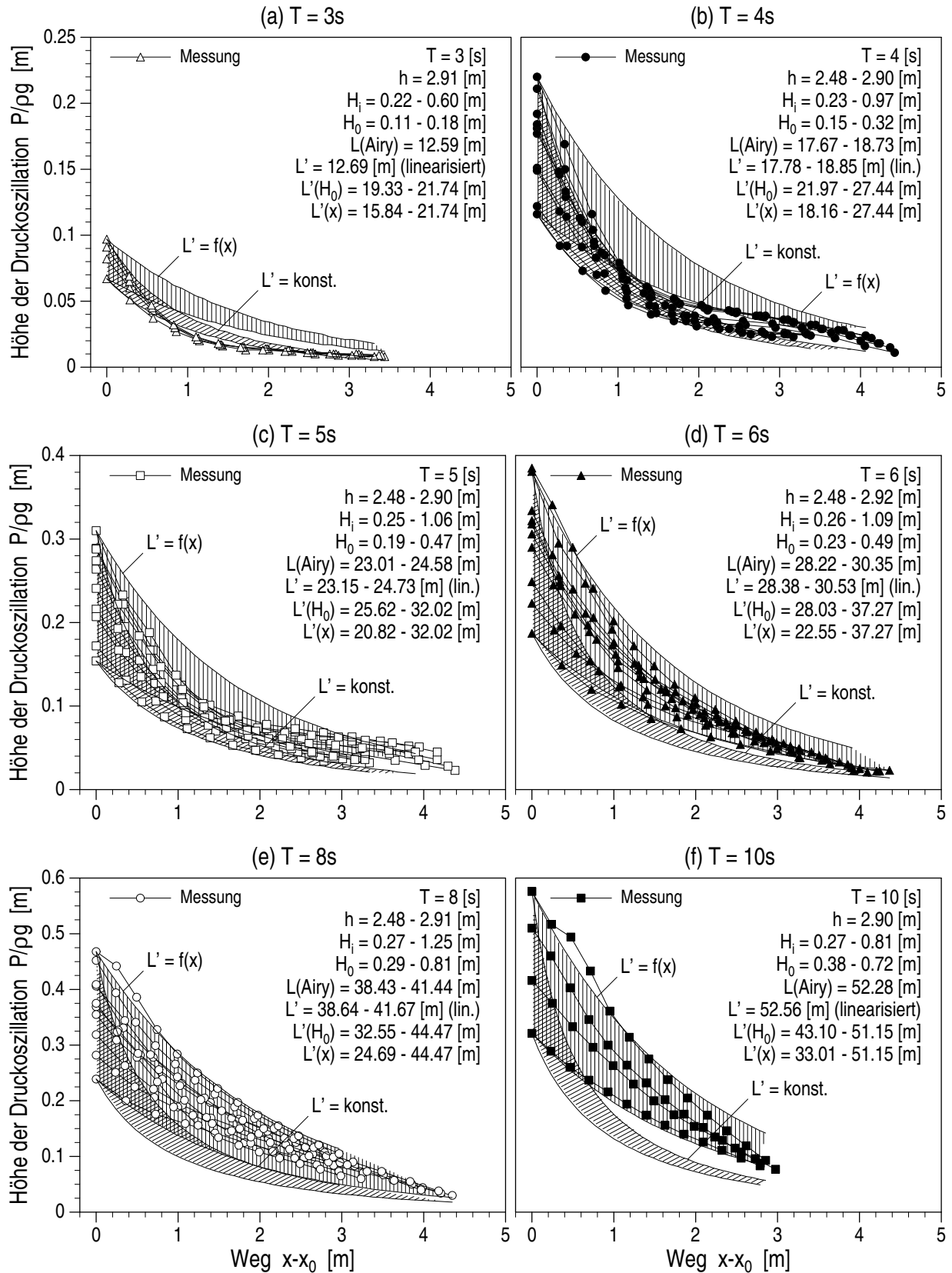


Abb. 7.22: Abnahme der Druckoszillationen $P/\rho g$ im Kern im Zeitfenster ZF4 (konstanter Set-up): Berechnung mit $k' = \text{konst.}$ (linearisierte Dispersionsgleichung) und mit $k' = f(x)$ (exakte Dispersionsgleichung) für regelmäßige Wellen mit (a) $T = 3\text{ s}$, (b) $T = 4\text{ s}$, (c) $T = 5\text{ s}$, (d) $T = 6\text{ s}$, (e) $T = 8\text{ s}$ und (f) $T = 10\text{ s}$

Ansatz. Im seewärtigen Teil des Kerns überschätzt der exakte Ansatz die tatsächliche Wellenlänge deutlich.

Für $T = 6 \text{ s}$ (Abb. 7.21 d und Abb. 7.22 d) liegt der gemessene Verlauf der Wellenhöhen und Druckoszillationen zwischen der exakten und der linearisierten Lösung. Der linearisierte Ansatz überschätzt somit die Wellenlänge im Kern, der exakte Ansatz überschätzt die Wellenlänge an der Position $x = x_0$ insbesondere bei großen Wellenhöhen.

Für $T = 8 \text{ s}$ (Abb. 7.21 e und Abb. 7.22 e) und $T = 10 \text{ s}$ (Abb. 7.21 f und Abb. 7.22 f) wird der Verlauf der Wellenhöhen und der Druckoszillationen durch den exakten Ansatz in guter Näherung beschrieben. Der linearisierte Ansatz überschätzt dagegen die Wellendämpfung deutlich, d.h. die Wellenlänge im Bauwerk wird durch den linearisierten Ansatz bereits an der Position $x = x_0$ überschätzt.

Die Ergebnisse in Abb. 7.21 und Abb. 7.22 zeigen, daß die Dispersionsgleichungen für die Wellenausbreitung in porösen Medien (Gl. 2.42 und Gl. 2.43 bzw. Gl. 2.40 und Gl. 2.41) keine hinreichend genaue Abschätzung der Wellenlänge und der Dämpfungskoeffizienten liefern. Die im Abschnitt 3.3 entwickelte abschnittsweise Betrachtung der Wellenausbreitung im Bauwerk bietet jedoch trotz dieser Unzulänglichkeiten eine relativ genaue theoretische Beschreibung der Wellenausbreitung im Kern eines geschütteten Wellenbrechers. Sie ist gleichermaßen für die Beschreibung der Wellenhöhe und der Druckoszillationen geeignet.

7.2 Porenwasserdruckverteilung im Kern

Eine vollständige Beschreibung der hydraulischen Verhältnisse im Kern des Wellenbrechers umfaßt neben der Wellendämpfung auch die vertikale Druckverteilung. In diesem Abschnitt sollen die Anwendbarkeit theoretischer Ansätze für die Druckverteilung überprüft und deren Grenzen ermittelt werden. Zunächst wird die Entwicklung der Druckoszillationen (Druckhöhen) über die Tiefe untersucht. Anschließend wird die vertikale Druckverteilung zum Zeitpunkt der maximalen Wasserspiegelauslenkung analysiert.

Die Druckverteilung unter fortschreitenden und teilstehenden Wellen nach linearer Wellentheorie ist im Abschnitt 3.1 dargestellt. Die theoretische Druckverteilung unter gedämpften fortschreitenden Wellen nach linearer Theorie ist im Abschnitt 3.3 beschrieben.

7.2.1 Vorbemerkungen

Die Variation der Wasserspiegelauslenkung und des Porenwasserdrucks im Kern des Wellenbrechers innerhalb einer Wellenperiode ist in Abb. 7.23 dargestellt. Die Zeitreihen wurden mit dem Wellenpegel WP 24 und den Druckmeßdosen DMD 4 ($z/h = -0.84$), DMD 10 ($z/h = -0.46$) und DMD 15 ($z/h = -0.08$), die an gleicher x -Position installiert sind, aufgezeichnet (s. Abb. 4.4).

Zum Zeitpunkt der höchsten Wasserspiegelauslenkung erkennt man in Abb. 7.23 eine deutliche Druckabnahme von der Oberfläche (DMD 15) bis etwa zur halben Wassertiefe (DMD 10) und einen annähernd konstanten Druckverlauf für $z/h < -0.5$ (zwischen DMD 10 und DMD 4). Die Höhe der Druckoszillationen nimmt an der Oberfläche gegenüber der Wellenhöhe zunächst

ebenfalls ab (DMD 15). Mit zunehmender Tiefe nimmt die Höhe der Druckoszillationen jedoch wieder zu (DMD 10) und ist schließlich im sohnahen Bereich annähernd konstant (DMD 10 und DMD 4). Auffallend ist darüber hinaus ein deutlicher Phasenversatz zwischen den Druckoszillationen und der Wasserspiegelauslenkung, der über die Wassertiefe zunächst ebenfalls zunimmt und in Sohlnähe fast konstant ist.

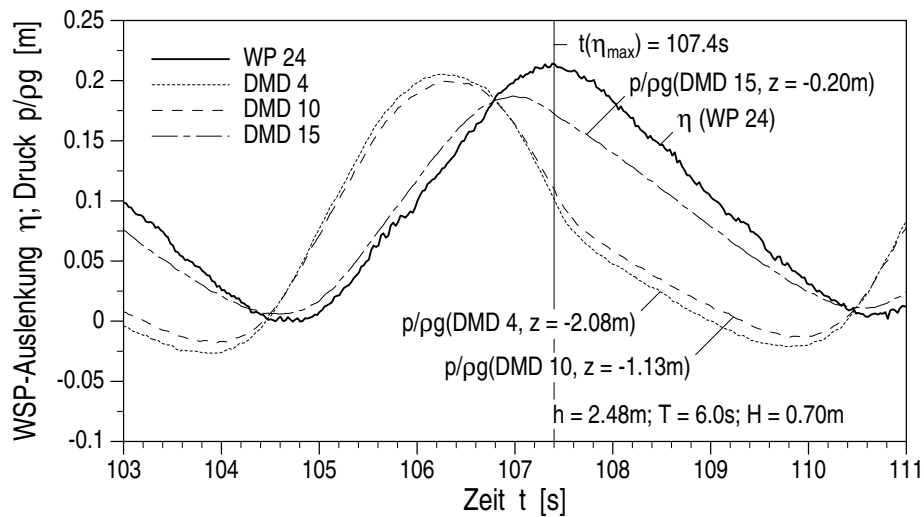


Abb. 7.23: Zeitreihen der Wasserspiegelauslenkung η (WP 24, $x = 251.27 \text{ m}$) und der Porenwasserdrücke $p/\rho g$ im Kern bei $z = -2.08 \text{ m}$ (DMD 4), $z = -1.13 \text{ m}$ (DMD 10) und bei $z = -0.20 \text{ m}$ (DMD 15) für eine regelmäßige Welle mit $T = 6.0 \text{ s}$, $H = 0.70 \text{ m}$ und $h = 2.48 \text{ m}$

Die über die Tiefe ansteigende Höhe der Druckoszillationen und der Phasenversatz zwischen Wasserspiegelauslenkung und Druckoszillation stehen im Widerspruch zu allen bekannten theoretischen Ansätzen zur Beschreibung ungedämpfter und gedämpfter Wellen. Sie sind im vorliegenden Fall auf verschiedene Einflüsse der Böschung zurückzuführen, die offensichtlich die Wellenbewegung und die Druckverteilung im gesamten Kernbereich des Wellenbrechers entscheidend bestimmen.

7.2.2 Druckverteilung

7.2.2.1 Höhe der Druckoszillationen

Die Variation der Druckoszillationen P im Kern des Wellenbrechers ist in Abb. 7.24 beispielhaft für kurz- ($T = 4 \text{ s}$) und langperiodische ($T = 8 \text{ s}$), regelmäßige und unregelmäßige Wellen dargestellt (Meßposition bei WP 24, s. Abb. 4.4). Aufgetragen wurde die relative Höhe der Druckoszillationen $P/\rho g H$ (mit der lokalen Wellenhöhe H , für Wellenspektren $P_{m0}/\rho g H_{m0}$) über der relativen Tiefe $(z + h)/h$. Dabei wurden die Ergebnisse aller Versuche mit der jeweiligen Wellenperiode (bzw. Peak-Periode) für Wellenhöhen $H_i \leq 0.6 \text{ m}$ (im Nahfeld, für

Wellenspektren: $H_{i,m0} \leq 0.6 \text{ m}$) gemittelt. Der Verlauf der relativen Druckoszillationen über die Tiefe wurde durch eine Splinefunktion angenähert.

Man erkennt in Abb. 7.24 übereinstimmend in allen vier Fällen eine Abnahme der Druckoszillationen mit zunehmender Tiefe bis $(h+z)/h \approx 0.8$, anschließende eine deutliche Zunahme bis $(h+z)/h \approx 0.5$ und schließlich eine leichte Zunahme bzw. einen annähernd konstanten Verlauf bis zur Sohle. Die Variation der relativen Druckhöhe ist bei regelmäßigen Wellen stärker ausgeprägt als bei Spektren und ist bei kurzperiodischen Wellen ($T = 4 \text{ s}$) deutlicher als bei langperiodischen Wellen ($T = 8 \text{ s}$).

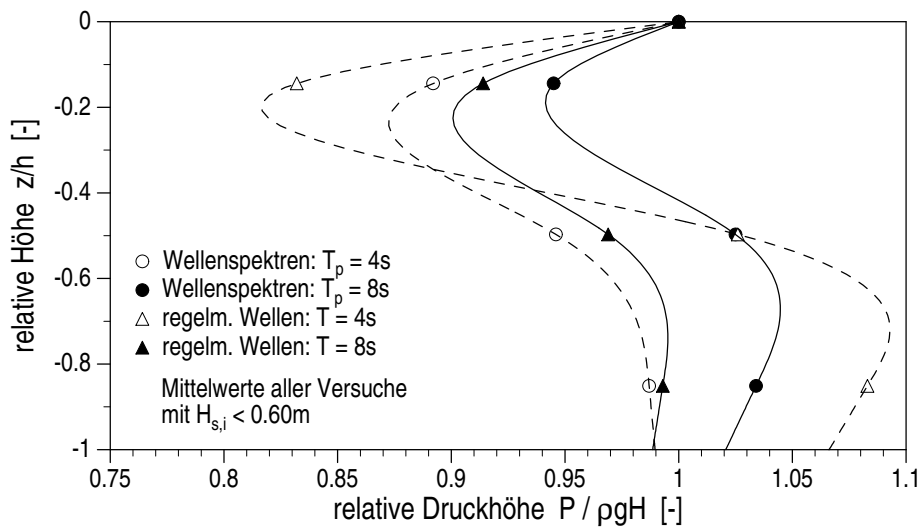


Abb. 7.24: Relative Druckhöhen $P/\rho g H$ über der relativen Tiefe $(z+h)/h$ für regelmäßige Wellen und Wellenspektren mit T bzw. $T_p = 4 \text{ s}$ und 8 s (Mittelwerte für alle Versuche mit H_i bzw. $H_{i,m0} \leq 0.6 \text{ m}$)

Die an der Position des Wellenpegels WP 24 beobachtete Abnahme der Druckoszillationen über die Tiefe (DMD 4, 10 und 15, s. Abb. 4.4) ist in Abb. 7.25 für regelmäßige Wellen und Wellenspektren dargestellt. In Abb. 7.25 a wurde die Abnahme der Druckoszillationen im oberflächennahem Bereich ($z/h \geq -0.3$) über der relativen Wassertiefe aufgetragen. Dabei wurde zwischen kleinen (H_i bzw. $H_{m0,i} \leq 0.40 \text{ m}$) und großen Wellenhöhen ($H_i > 0.40 \text{ m}$) unterschieden. Die relative Höhe der Druckoszillationen $P/\rho g H \cosh k(h+z)$ entspricht einer Druckabnahme mit linearer Wellentheorie (Gl. 3.3). Der theoretische Druckverlauf nach Gl. 3.3 ist in Abb. 7.25 ebenfalls dargestellt.

Sowohl für regelmäßige Wellen als auch für Wellenspektren entspricht die Druckabnahme für kleine Wellenhöhen annähernd dem theoretischen Verlauf nach Gl. 3.3.

Bei zunehmender Wellenhöhe tritt in einigen Fällen eine deutlich größere Druckabnahme auf. Es konnten jedoch keine systematischen Einflüsse für diese zusätzliche Dämpfung ermittelt werden.

Die Abnahme der Druckoszillationen in größere Tiefe (DMD 4 und 10) gegenüber der lokalen Wellenhöhe (WP 24) ist in Abb. 7.25 b dargestellt. Für kleine Wellenhöhen ($H_i \leq 0.40 \text{ m}$)

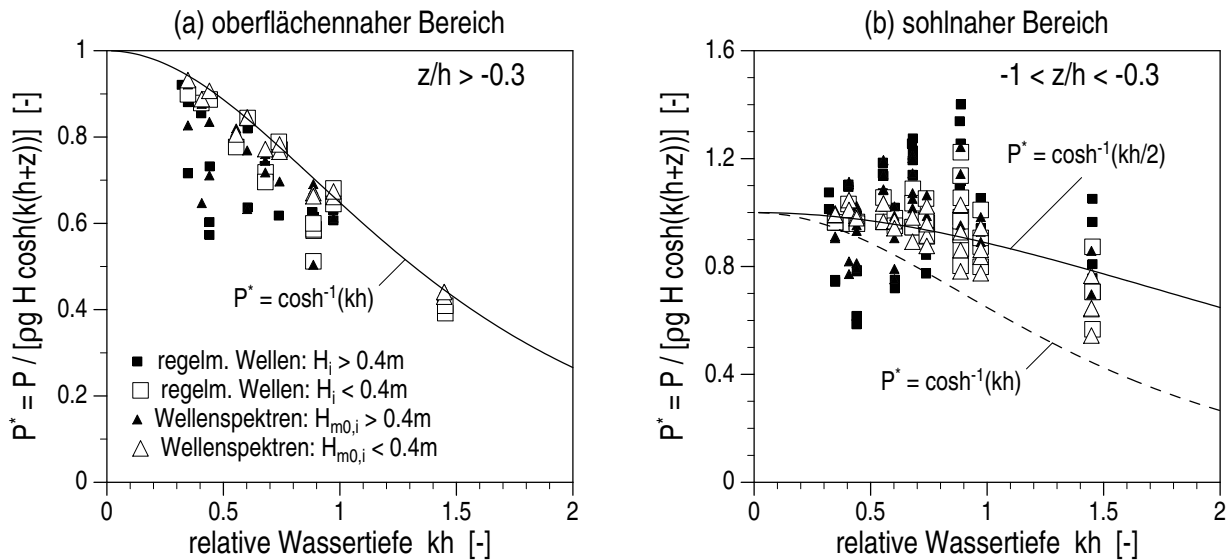


Abb. 7.25: Relative Höhe der Druckoszillationen $P/\rho g H \cosh k(h+z)$ in Abhängigkeit der relativen Wassertiefe kh (für regelmäßige Wellen und Wellenspektren mit $H_i \leq 0.40 m$ oder $H_i > 0.40 m$) für (a) den oberflächennahen Bereich ($z/h \geq -0.3$) und (b) den sohnahen Bereich ($-1 \leq z/h < -0.3$)

erkennt man sowohl für regelmäßige Wellen als auch für Wellenspektren eine gewisse Abnahme der relativen Druckhöhe mit zunehmender relativer Wassertiefe, die deutlich geringer ist als nach linearer Wellentheorie (Gl. 3.3) zu erwarten und näherungsweise beschrieben wird durch:

$$\frac{P}{\rho g H} = \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh \frac{kh}{2}} \quad (7.12)$$

Mit zunehmender Wellenhöhe kommt es für lange Wellen $kh \leq 0.6$ überwiegend zu einer stärkeren Druckabnahme, bei kürzeren Wellen $kh > 0.6$ nimmt die relative Druckhöhe dagegen überwiegend zu.

Insgesamt ist die relative Höhe der Druckoszillationen im Bereich $-1 \leq z/h < -0.3$ relativ konstant und entspricht im Mittel der lokalen Wellenhöhe (vgl. Abb. 7.24). Sie unterliegt jedoch einer relativ großen Streuung für die keine systematischen Abhängigkeiten ermittelt werden konnten.

7.2.2.2 Vertikale Druckverteilung

Die Entwicklung der vertikalen Druckverteilung ist in Abb. 7.26 in Wellenfortschrittsrichtung beispielhaft für eine relativ kurze regelmäßige Welle ($T = 4 s$) und für eine längere Welle ($T = 8 s$) dargestellt. Die Druckverteilung wurde an sechs äquidistanten Punkten (Abstand $0.5 m$) im Bauwerkskern jeweils zum Zeitpunkt der maximalen lokalen Wasserspiegelauslenkung im Zeitfenster ZF 4 (konstanter Set-up) ermittelt. Bei der Auftragung der Wasserspiegelauslenkung $\eta - \bar{\eta}$ bzw. des Drucks $(p - \bar{p})/\rho g$ über der relativen Höhe $(z - \bar{\eta})/(h + \bar{\eta})$ wurde

der lokale Set-up $\bar{\eta}$ berücksichtigt. Es wurden zwei Versuche mit relativ geringen Wellenhöhen für diese Darstellung ausgewählt, um eine Beeinflussung der Druckverteilung durch hohe Wasserspiegelgradienten (internes Wellenbrechen) und durch Lufteintrag auszuschließen.

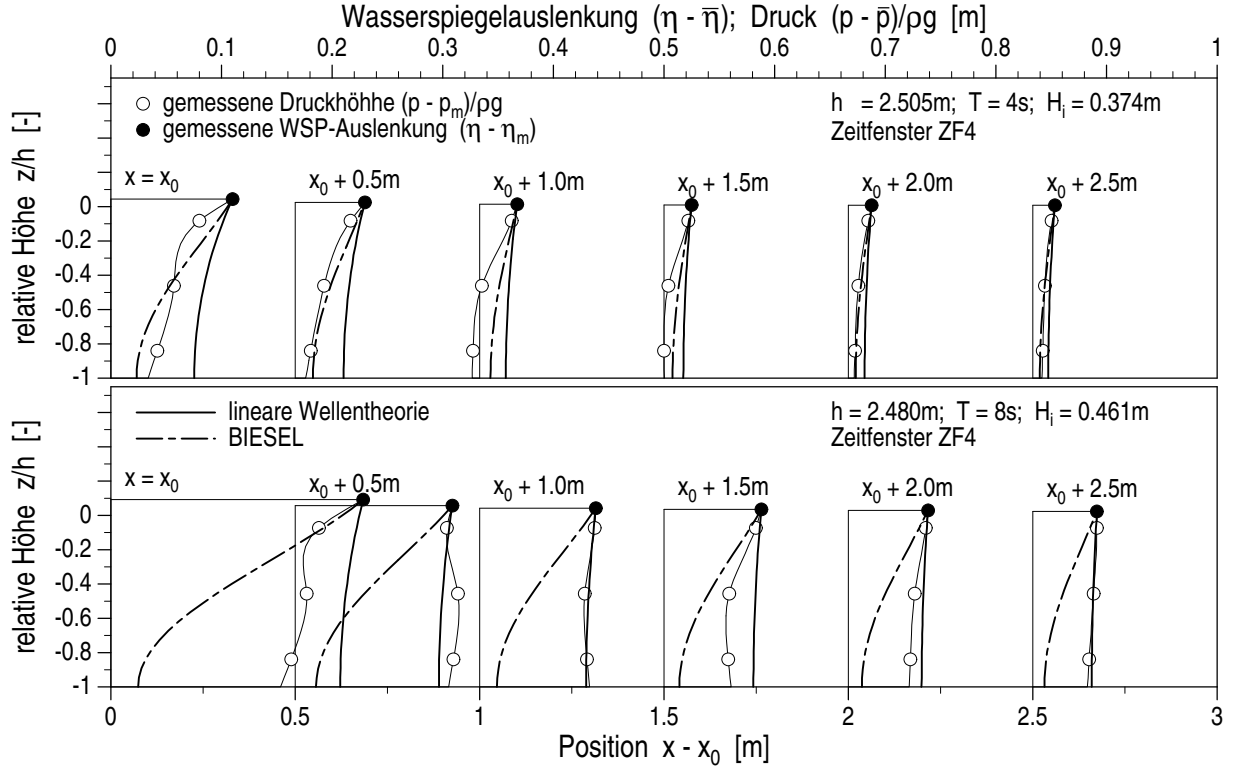


Abb. 7.26: Entwicklung der vertikalen Druckverteilung im Wellenbrecherkern in Wellenfortschrittsrichtung im Bereich $x = x_0$ bis $x = x_0 + 2.5 \text{ m}$ für regelmäßige Wellen mit (a) $T = 4 \text{ s}$ ($H_i = 0.374 \text{ m}$, $h = 2.505 \text{ m}$) und (b) $T = 8 \text{ s}$ ($H_i = 0.461 \text{ m}$, $h = 2.480 \text{ m}$)

Neben der gemessenen Druckverteilung (die durch Spline-Interpolation angenähert wurde) ist auch der theoretische Druckverlauf nach Gl. 3.69 dargestellt. Der linearisierte Widerstandskoeffizient a_{eq} wurde dabei nach Gl. 3.74 ermittelt, der Dämpfungskoeffizient K_d und die Wellenzahl k' wurden iterativ nach Gl. 2.40 und Gl. 2.41 berechnet. Darüber hinaus kann der Druck entsprechend dem Vorgehen in Abschnitt 6.4 nach linearer Theorie unter Berücksichtigung der Wellenlängenänderung, des lokalen Set-up und der Wasserspiegelauslenkung (vgl. Gl. 6.12) ermittelt werden:

$$\frac{p}{\rho g} = \eta \frac{\cosh k'(h + z)}{\cosh k'(h + \bar{\eta} + \eta)} \quad (7.13)$$

Auch die nach Gl. 7.13 berechnete Druckverteilung ist in Abb. 7.26 dargestellt, dabei wurde die Wellenzahl k' mit der linearisierten Dispersionsgleichung (Gl. 2.42) bestimmt (hier: $k' \approx k$).

Man erkennt, daß die Druckabnahme über die Tiefe für $T = 4 \text{ s}$ durch Gl. 3.69 qualitativ richtig beschrieben wird und durch Gl. 7.13 an allen sechs betrachteten Positionen deutlich unterschätzt wird (Abb. 7.26 a). Für längere Wellen ($T = 8 \text{ s}$) liefert dagegen Gl. 7.13 für die Mehrzahl der

betrachteten Positionen eine bessere Näherung für die Druckabnahme, Gl. 3.69 überschätzt sie dagegen in allen Fällen erheblich (Abb. 7.26 b).

Für die weiteren Untersuchungen wurde angenommen, daß die Druckverteilung im Bauwerk mit Gl. 7.13 beschrieben werden kann, sofern die Wellenzahl k' im Bauwerk richtig erfaßt wird. Umgekehrt kann dann die Wellenzahl k' aus der gemessenen Druckverteilung ermittelt werden. Mit den gemessenen Wasserspiegelauslenkungen (η und $\bar{\eta}$) und dem gemessenen Druck (p und \bar{p}) wurde k' iterativ nach Gl. 7.13 bestimmt oder aber aus dem Vergleich von zwei Druckmessungen (p_1, \bar{p}_1 und p_2, \bar{p}_2) mit dem folgenden Ansatz ebenfalls iterativ berechnet:

$$\frac{p_1 + \bar{p}_1}{p_2 + \bar{p}_2} = \frac{\cosh k'(h + z_1)}{\cosh k'(h + z_2)} \quad (7.14)$$

Die auf diese Weise mit vier Stützstellen (Wasserspiegelauslenkung und Druck in drei verschiedenen Höhenlagen im Kern, s. Abb. 4.4 und Tab. 4.5) ermittelten sechs Wellenzahlen k' und die berechneten Druckverteilungen sind in Abb. 7.27 für einen Versuch mit $H_i = 0.409 \text{ m}$, $T = 5 \text{ s}$ und $h + \bar{\eta} = 2.558 \text{ m}$ (Druckverteilung an der Position $x = x_0$ im Zeitfenster 2) dargestellt. Der wahrscheinliche Druckverlauf wurde darüber hinaus durch Spline-Interpolation ermittelt und ist zum Vergleich ebenfalls dargestellt.

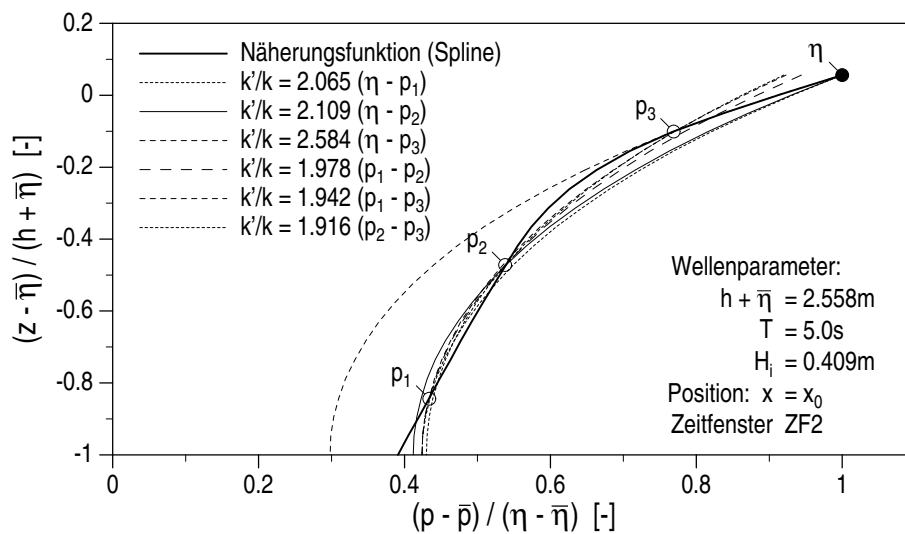


Abb. 7.27: Gemessene und durch Anpassung der Wellenzahl k' berechnete vertikale Druckverteilung im Wellenbrecherkern für eine regelmäßige Welle mit $T = 5 \text{ s}$, $H_i = 0.409 \text{ m}$ und $h + \bar{\eta} = 2.558 \text{ m}$ (Meßposition $x = x_0$, Analyse im Zeitfenster 2)

In Abb. 7.28 a sind die nach Gl. 7.13 und Gl. 7.14 aus den im Zeitfenster 2 an der Position $x = x_0$ gemessenen Drücken und Wasserspiegelauslenkungen ermittelten Wellenzahlen k' dargestellt. Es wurde die Druckverteilung zum Zeitpunkt der maximalen lokalen Wasserspiegelauslenkung betrachtet und der lokale Set-up wurde bei der Berechnung der Wellenzahl berücksichtigt. Unberücksichtigt blieben negative Druckwerte sowie Messungen, die eine Zunahme des Drucks über die Tiefe ergaben (s. Abb. 7.26).

Für die überwiegende Zahl der Versuche entspricht die Druckabnahme über die Tiefe einer gegenüber der Wellenzahl außerhalb des Bauwerks annähernd verdoppelten Wellenzahl ($k' \approx$

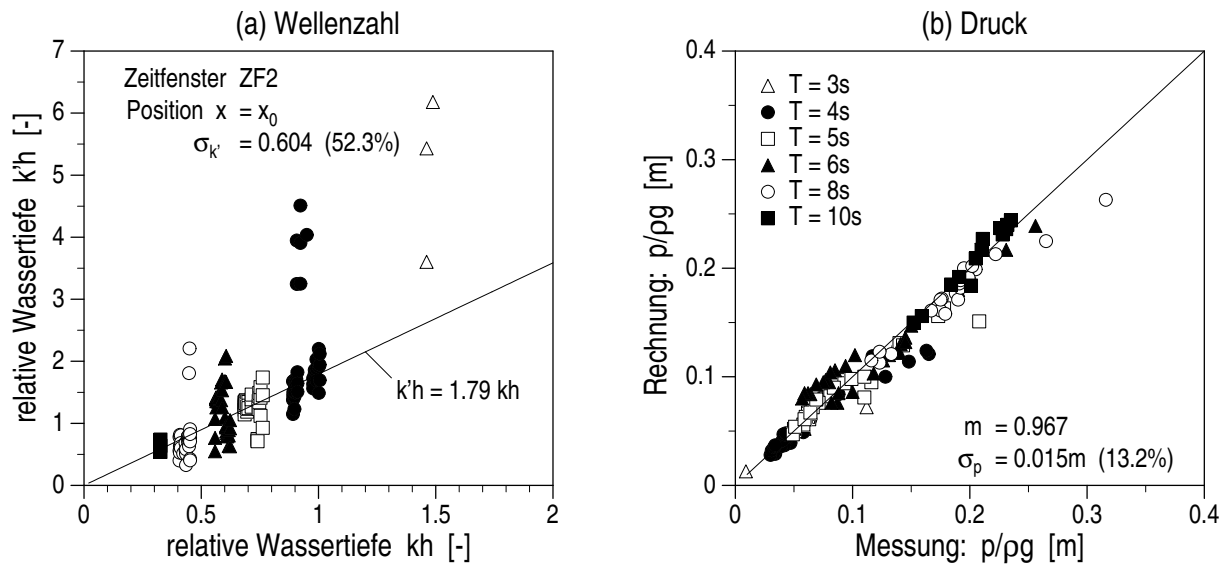


Abb. 7.28: Vertikale Druckverteilung im Bauwerk für regelmäßige Wellen an der Position $x = x_0$ (Zeitfenster 2): (a) Vergleich der aus der vertikalen Druckverteilung ermittelten Wellenzahl k' mit der Wellenzahl k außerhalb des Bauwerks; (b) Gegenüberstellung der gemessenen und der mit $k' = 1.79 k$ berechneten Drücke

1.79 k). Bei einigen Versuchen mit großen Wellenhöhen wurden deutlich stärkere Druckabnahmen und dementsprechend sehr viel größere Wellenzahlen k' ermittelt, die jedoch auf Störungen z.B. durch Lufteintrag zurückzuführen sind und hier nicht näher betrachtet werden.

In Abb. 7.28 b sind die mit der Wellenzahl $k' = 1.79 k$ nach Gl. 7.13 aus der Wasserspiegelauslenkung ermittelten Drücke den zum Zeitpunkt der maximalen lokalen Wasserspiegelaus-

Tab. 7.2: Aus der vertikalen Druckverteilung im Wellenbrecherkern ermittelte interne Wellenzahl k'

Position $x_0 + \Delta x$ [m]	Zeitfenster ZF 2 ²⁾		Zeitfenster ZF 4 ³⁾	
	relative Wellenzahl ¹⁾ k'/k	Standard- abweichung $\sigma_{k'}$	relative Wellenzahl ¹⁾ k'/k	Standard- abweichung $\sigma_{k'}$
0.0	1.797	0.218 52.3 %	1.813	0.238 53.5 %
0.5	1.781	0.259 61.6 %	1.784	0.268 61.5 %
1.0	1.681	0.214 54.7 %	1.681	0.233 54.5 %
1.5	2.024	0.270 62.3 %	1.972	0.291 63.9 %
2.0	1.767	0.256 58.9 %	1.780	0.279 62.1 %
2.5	1.760	0.278 59.4 %	1.621	0.246 57.6 %

¹⁾ Abweichung der Wellenzahl im Bauwerk k' gegenüber der Wellenzahl im Nahfeld k nach linearer Wellentheorie

²⁾ geringer Set-up im Bauwerk

³⁾ stabiler Set-up im Bauwerk

lenkung gemessenen Drücken gegenübergestellt. An der betrachteten Position $x = x_0$ (Zeitfenster 2) liefert diese einfache lineare Korrektur der Wellenzahl eine relativ gute Näherung für die Druckverteilung zum Zeitpunkt der maximalen Wasserspiegelauslenkung. Die Standardabweichung der Meßwerte gegenüber den berechneten Drücken $p/\rho g$ beträgt 0.015 m bzw. 13.2% .

Einen Überblick über die an den Positionen $x = x_0$ bis $x_0 + 2.5\text{ m}$ nach Gl. 7.13 und Gl. 7.14 aus den gemessenen Druckverteilungen berechneten Wellenzahlen k' gibt Tab. 7.2. Man erkennt, daß die Änderung der Wellenzahl k' weitgehend unabhängig vom Set-up (Vergleich zwischen Zeitfenster 2 und 4) und von der lokalen Wellenhöhe (in Wellenfortschrittsrichtung abnehmend) ist. Im Mittel erhält man im Bauwerk eine Wellenzahl $k' = 1.79 k$.

Die Abweichungen zwischen den gemessenen Drücken und den nach Gl. 7.13 aus den Wasserspiegelauslenkungen mit $k' = 1.79 k$ berechneten Drücken sind in Tab. 7.3 für den Bereich $x = x_0$ bis $x_0 + 2.5\text{ m}$ und die Zeitfenster 2 und 4 zusammengefaßt. Es treten ähnliche Abweichungen für alle betrachteten Punkte und Zeitpunkte auf. Im Mittel sind die berechneten Drücke um 2% kleiner als die Meßwerte und haben einen mittleren Fehler von 13.2% .

Tab. 7.3: Abweichung der berechneten vertikalen Druckverteilungen im Kern des Wellenbrechers gegenüber den Meßwerten

Position $x_0 + \Delta x$ [m]	Zeitfenster ZF 2			Zeitfenster ZF 4		
	syst. Fehler ¹⁾	Standard- abweichung		syst. Fehler ¹⁾	Standard- abweichung	
	μ_p	σ_p		μ_p	σ_p	
0.0	0.967	0.015	13.2 %	0.963	0.014	13.5 %
0.5	0.972	0.010	11.9 %	0.971	0.011	14.5 %
1.0	0.987	0.008	13.5 %	0.980	0.008	15.2 %
1.5	1.040	0.006	11.1 %	1.006	0.006	13.2 %
2.0	0.984	0.004	10.8 %	0.980	0.005	12.4 %
2.5	0.980	0.003	14.4 %	0.928	0.004	15.4 %

¹⁾ der systematische Fehler wurde bestimmt: $\mu_p = 1/n \sum_{i=1}^n p(z)(\text{Rechnung})/p(z)(\text{Messung})$

7.3 Wellentransmission in den Leebereich

Durch Wellentransmission entsteht Wellenunruhe im Hafenbereich hinter dem Wellenbrecher.

Das Hauptziel der Untersuchungen in diesem Abschnitt ist die Ermittlung der Wellentransmission. Zunächst werden die wesentlichen Einflüsse für die Wellenunruhe im Leebereich des Wellenbrechers bestimmt, um daraus die Wellentransmission zu ermitteln. Anschließend wird die gesamte Energiedissipation am und im Bauwerk abgeschätzt.

7.3.1 Bestimmung des Transmissionskoeffizienten

Hinter dem Wellenbrecher im GWK befindet sich ein ca. 25 m langes „Hafenbecken“, das landwärts durch einen 1:6 geneigten Asphaltdeich begrenzt wird (s. Abb. 4.1). Die Sohlhöhe im Hafen entspricht der Sohlhöhe vor dem Bauwerk (2 m über Kanalsohle, Wassertiefe h). Die Länge der horizontalen Sohle im Hafenbecken beträgt 3.03 m (theoretischer Fußpunkt der landseitigen Wellenbrecherböschung bei 259.04 m, Fußpunkt der Deichböschung bei 262.07 m). Die wasserstandsabhängige Länge der Wasserspiegellinie l_{WSL} im Hafenbecken erhält man somit aus:

$$l_{WSL} = 3.03 + (1.5 + 6) h$$

mit: Sohlänge im Hafenbecken $- 3.03 [m]$
 Neigung der Wellenbrecherböschung $- 1:1.5$
 Deichneigung $- 1:6$

Die mittlere Wassertiefe h_m im Hafenbecken ergibt sich zu:

$$h_m = \frac{3.03 + l_{WSL}}{2 l_{WSL}} h$$

Die Eigenfrequenz f_N der Beckenschwingungen im Hafen kann abgeschätzt werden mit:

$$f_N = N \frac{\sqrt{gh_m}}{2 l_{WSL}} \quad \text{mit } N = 1, 2, 3, \dots$$

Für die untersuchten Wasserstände $h = 2.50 \text{ m}$ und 2.90 m erhält man so Eigenschwingungsperioden von 11.7 s bzw. 12.4 s. Für diese relativ langen Wellen liegt der Reflexionsgrad am Bauwerk bei über 70 %, somit ist die Annahme eines geschlossenen Beckens berechtigt.

In Abb. 7.29 sind beispielhaft vier Wellenspektren dargestellt, die bei Versuchen mit unregelmäßigem Seegang am Wellenpegel WP 27 (s. Tab. 4.3) gemessen wurden. Die Spektren variieren nur geringfügig in Abhängigkeit von der Wellenhöhe und sehr deutlich mit der Peakperiode der anlaufenden Wellen. Zum Vergleich wurden neben den gemessenen Energiedichtespektren flächengleiche TMA-Spektren mit der Peakfrequenz der anlaufenden Wellen vor dem Bauwerk dargestellt.

In den meisten Fällen weicht die höchste Energiekonzentration im Spektrum der transmittierten Wellen deutlich von der ursprünglichen Peakfrequenz ab, und es bilden sich weitere Peaks aus. Für $T_p = 4 \text{ s}$ treten solche Spitzen bei $f = 0.08 \text{ Hz}$, 0.16 Hz und 0.24 Hz auf, für $T_p = 6 \text{ s}$ und $T_p = 8 \text{ s}$ bei $f = 0.08 \text{ Hz}$, 0.14 Hz und 0.16 Hz und für $T_p = 10 \text{ s}$ bei $f = 0.08 \text{ Hz}$ und bei 0.14 Hz . Die Schwingungen mit $f = 0.08 \text{ Hz}$ (12.5 s) und 0.16 Hz (6.25 s) entsprechen den Eigenschwingungen des Hafenbeckens erster und zweiter Ordnung. Zusätzlich ist bei $T_p = 4 \text{ s}$ die ursprüngliche Peakfrequenz von 0.25 Hz noch relativ deutlich ausgeprägt. Bei $T_p = 6 \text{ s}$ fallen die ursprüngliche Peakfrequenz und die Eigenfrequenz zweiter Ordnung zusammen, es ist mit einer ausgeprägten Beckenschwingung im Hafen zu rechnen. Bei $T_p = 8 \text{ s}$ und $T_p = 10 \text{ s}$ ist die ursprüngliche Peakfrequenz fast nicht mehr präsent, und es kommt zu einer relativ starken Konzentration bei $f = 0.14 \text{ Hz}$ ($T = 7.1 \text{ s}$), deren Ursache nicht bekannt ist.

Man muß davon ausgehen, daß die tatsächliche Transmission geringer als nach den am Pegel WP 27 gemessenen Wellenhöhen ist. Aufgrund der Wellenreflexion an der Deichböschung

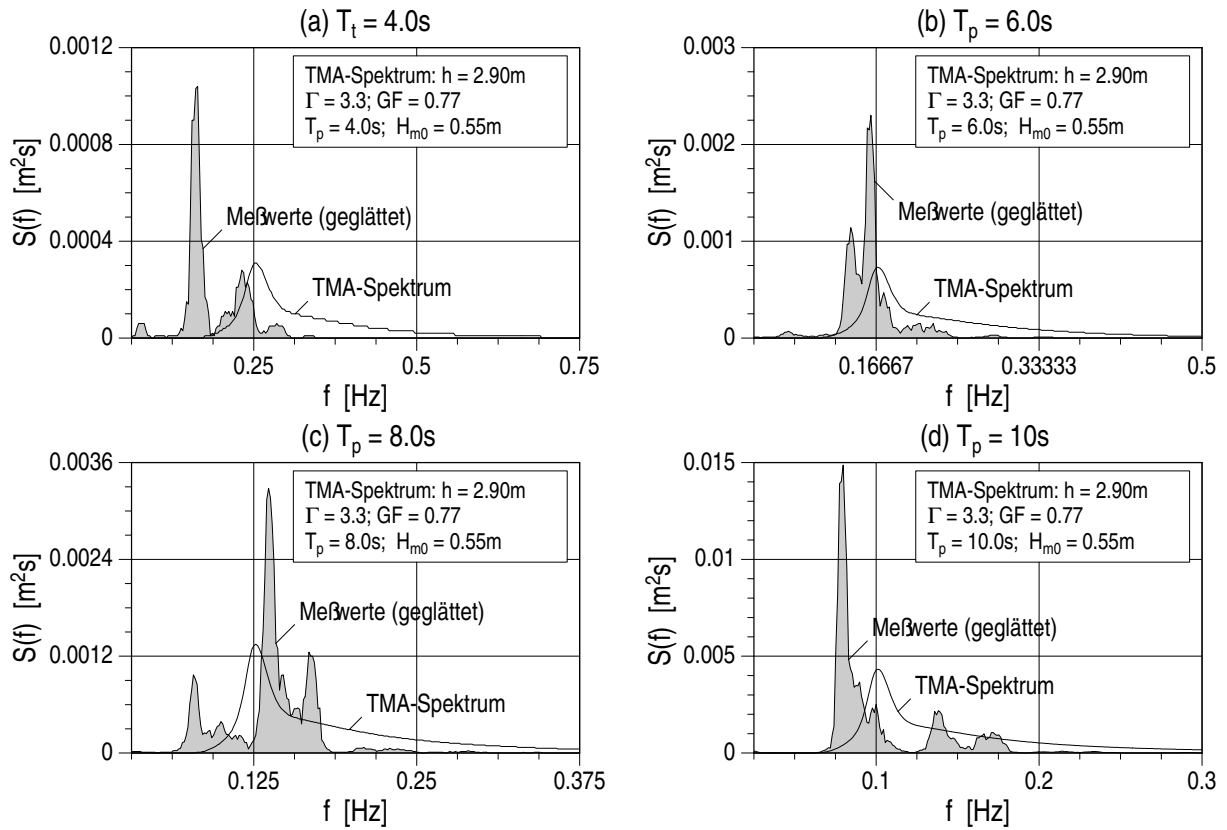


Abb. 7.29: Vergleich der im Leebereich des Wellenbrechers gemessenen Wellenspektren mit flächengleichen TMA-Spektren (für $h = 2.90m$, $H_{m0} = 0.55m$ und $T_p = 4s, 6s, 8s$ und $10s$

nimmt die mittlere Wellenhöhe im Hafenbecken zu. Bei Vernachlässigung der Reflexion an der Leeseite des Wellenbrechers und unter der Annahme weitgehend aufgelöster Phasenbeziehungen zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen an der Meßposition (WP 27) ergibt sich der folgende Zusammenhang zwischen der lokalen Wellenhöhe $H_{m0}(x)$ und der reflexionsbedingten Erhöhung der transmittierten Wellenhöhe $H_{t,m0}(x)$ nach KLOPMAN & VAN DER MEER (1999) zu:

$$H_{t,m0} = \frac{H_{m0}(x)}{\sqrt{1 + K_r^2}} \quad (7.15)$$

Mit diesen Annahmen ist die Bestimmung der transmittierten Wellenhöhe für einen einzelnen Versuch mit relativ großen Unsicherheiten verbunden. Bei Betrachtung mehrerer Versuche und insbesondere, wenn dabei die Wellenperioden über einen weiten Bereich variieren, läßt sich die Größenordnung der Wellentransmission nach Gl. 7.15 relativ sicher bestimmen.

Aufgrund der geringen Steilheit der transmittierten Wellen muß man annehmen, daß sie fast vollständig an der 1:6 geneigten Deichböschung reflektiert werden. Mit $K_r = 0.8$ reduziert sich die Wellenhöhe $H_{t,m0}$ gegenüber der gemessenen Wellenhöhe $H_{m0}(x)$ auf das 0.78-fache (Gl. 7.15).

Wellenspektren: In Abb. 7.30 a ist der bei Untersuchungen mit Wellenspektren ermittelte Transmissionskoeffizient $K_t = (H_t/H_i)_{m0}$ über der relativen Bauwerksbreite $k'l_B$ aufgetragen. Mit den theoretischen Fußpunkten der Wellenbrecherböschungen bei 244.70 m (seeseitig) und 259.04 (hafenseitig) erhält man die wasserstandsabhängige Bauwerksbreite im RWS:

$$l_B = 259.04 - 244.70 - 2 h \cot \alpha$$

Die Wellenzahl wurde mit der linearisierten Dispersionsgleichung (Gl. 2.42) ermittelt (hier: $k' \approx k$).

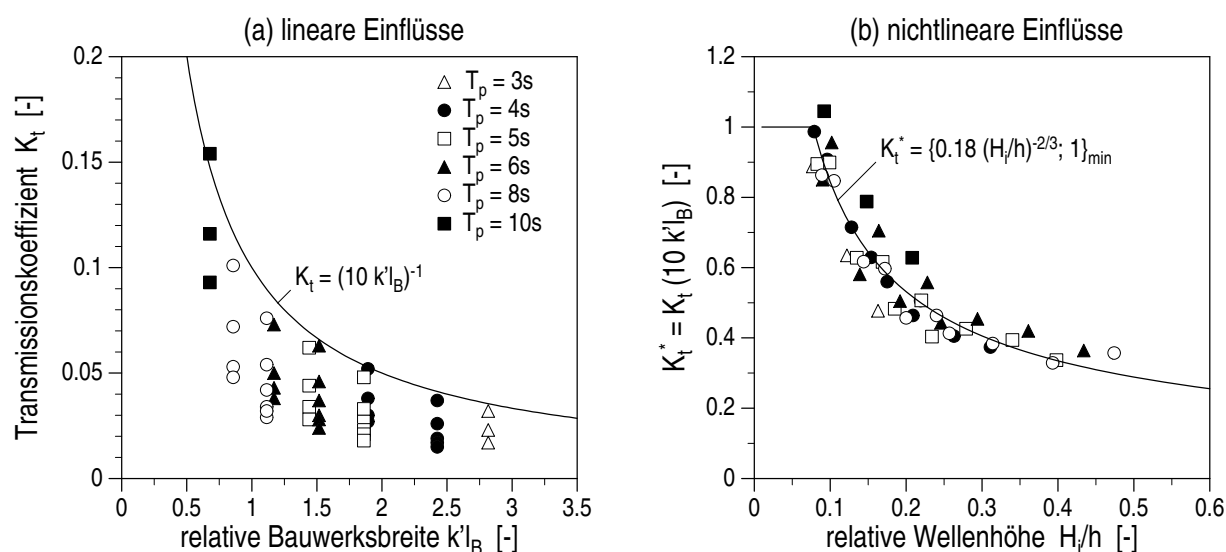


Abb. 7.30: Transmission bei Wellenspektren: (a) Transmissionskoeffizient K_t über der relativen Bauwerksbreite (lineare Einflüsse) und (b) Reduktion der Transmission durch nichtlineare Einflüsse

Für Wellen kleiner Amplitude kann die Transmission unter Berücksichtigung des Reflexionseinflusses nach Gl. 7.15 näherungsweise empirisch beschrieben werden:

$$K_{tA} = \frac{1}{\sqrt{1 + K_r^2}} \frac{0.1}{k'l_B} \quad (7.16)$$

Durch Gl. 7.16 werden jedoch lediglich die linearen Einflußfaktoren für die Wellentransmission erfaßt.

Für Wellen endlicher Amplitude nimmt die Transmission mit zunehmender Wellenhöhe ab (nichtlineare Reduktion). Die Abnahme des Transmissionskoeffizienten durch nichtlinearen Einflüsse gegenüber der linearen Näherung nach Gl. 7.16 ist in Abb. 7.30 b dargestellt und wird durch die folgende empirische Funktion beschrieben:

$$K_t = \min \left\{ 0.18 K_{tA} \left(\frac{h}{H_i} \right)^{2/3}; K_{tA} \right\} \quad (7.17)$$

Die nach Gl. 7.16 und Gl. 7.17 berechneten Transmissionskoeffizienten (mit $K_r = 0.8$) sind im Mittel um 1.1 % kleiner als die gemessenen Werte und haben eine Standardabweichung von $\sigma_t = 0.007$ (14.7 %).

Regelmäßige Wellen: Bei den Untersuchungen mit regelmäßigen Wellen bleiben die Phasenbeziehungen zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen im gesamten Hafenbecken weitgehend erhalten und haben einen maßgeblichen Einfluß auf die lokale Wellenhöhe $H(x)$.

In Abb. 7.31 a ist das Verhältnis aus Meßwert und Erwartungswert für den Transmissionskoeffizienten über dem Phasenwinkel $\Delta\gamma$ an der Meßposition (Wellenpegel WP 27) aufgetragen. Der Erwartungswert wurde nach Gl. 7.17 (mit K_{tA} nach Gl. 7.16 und $K_r = 0.8$) berechnet. Der Phasenwinkel zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen wurde nach Gl. 5.23 ermittelt. Der in Abb. 7.31 a dargestellte Verlauf des Verhältniswertes zwischen K_t (Messung) und K_t (Rechnung) wurde unter Annahme nahezu vollständiger Reflexion an der Deichböschung ($K_r = 0.8$) und unter Vernachlässigung weiterer Reflexionen nach Gl. 3.15 bestimmt.

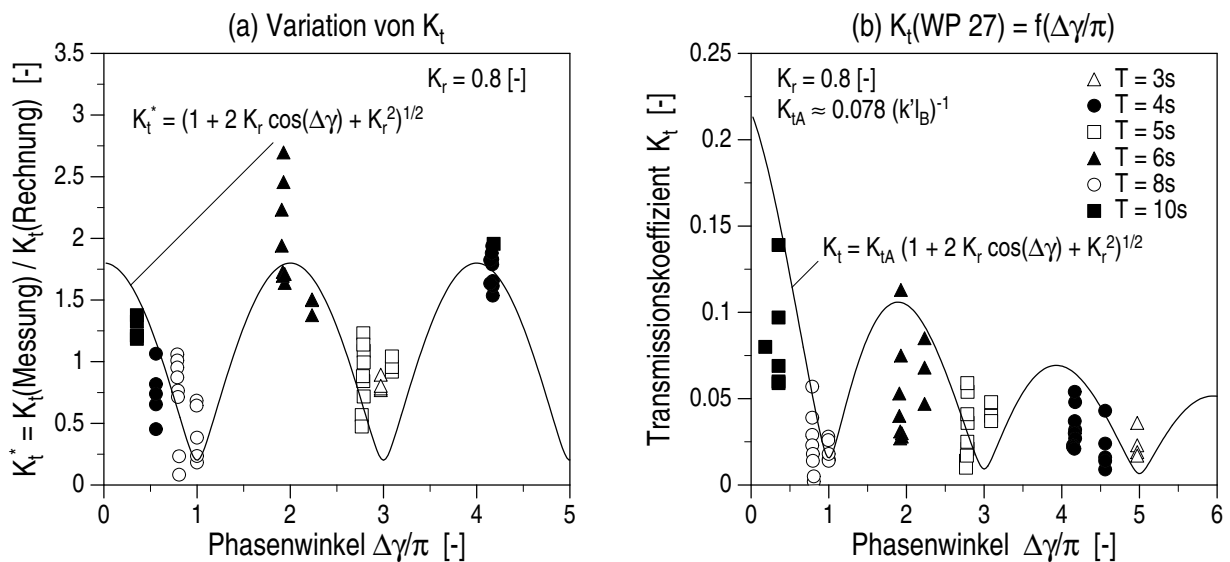


Abb. 7.31: Transmission bei regelmäßigen Wellen: (a) Abweichungen des gemessenen Transmissionskoeffizienten vom Erwartungswert in Abhängigkeit des Phasenwinkels $\Delta\gamma$ zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen (am Wellenpegel WP 27) und (b) Transmissionskoeffizient $K_t(x)$ in Abhängigkeit des Phasenwinkels $\Delta\gamma$

Der Verlauf der gemessenen Verhältniswerte stimmt weitgehend mit dem Kurververlauf nach Gl. 3.15 überein. Deutliche Abweichungen bei $T = 6s$ sind auf Eigenschwingungen des Hafenbeckens zurückzuführen.

In Abb. 7.31 b ist der Transmissionskoeffizient K_t über dem Phasenversatz $\Delta\gamma$ an der Meßposition aufgetragen. Der theoretische Verlauf für K_t wurde mit dem linearen Transmissionskoeffizienten nach Gl. 7.16 (vereinfachend wurde dabei eine konstante Bauwerksbreite im Ruhewasserspiegel l_B angenommen), unter Berücksichtigung der Variation der lokalen Wellenhöhe nach Gl. 3.15 und mit dem Phasenversatz $\Delta\gamma$ nach Gl. 5.23 berechnet. Erwartungsgemäß stellt

dieser Kurvenverlauf eine obere Abschätzung der gemessenen Transmissionskoeffizienten K_t dar, da die Reduktion durch nichtlineare Einflüsse nicht berücksichtigt wurde.

Die Darstellungen in Abb. 7.31 a und 7.31 b zeigen, daß der Transmissionskoeffizient für regelmäßige Wellen näherungsweise nach Gl. 7.16 und Gl. 7.17 ermittelt werden kann. Durch Umformung erhält man aus Gl. 7.16 und Gl. 7.17 (mit $K_r = 0.8$) die folgenden Gleichungen:

$$\begin{aligned} K_t &= \frac{0.078}{k'l_B} & ; & \frac{H_i}{h} \leq 0.075 \\ K_t &= \frac{0.014}{k'l_B} \left(\frac{h}{H_i} \right)^{2/3} & ; & \frac{H_i}{h} > 0.075 \end{aligned} \quad (7.18)$$

Mit Gl. 7.18 kann die Wellentransmission für die vorliegenden Untersuchungen für regelmäßige Wellen und Wellenspektren abgeschätzt werden. Die Unsicherheiten bei der Bestimmung der Wellentransmission erlauben jedoch keine weitergehenden Analysen.

7.3.2 Energiedissipation

Die Energiedissipation am und im Wellenbrecher kann aus der Differenz zwischen dem Energiefluß im halbstehenden Wellenfeld vor dem Bauwerk und im transmittierten Wellenzug hinter dem Bauwerk abgeschätzt werden (Gl. 3.88).

In Abb. 7.32 ist die relative Energiedichte des halbstehenden Wellenfeldes vor dem Bauwerk $E_c/E_i = (1 - K_r)^2$ und der transmittierten Wellen $E_t/E_i = K_t^2$ sowie die fiktive Energiedichte des dissipierten Wellenanteils $\Delta E/E_i$ nach Gl. 3.88 über der relativen Böschungslänge $k_0 h \cot \alpha$ aufgetragen. Es sind sowohl die im Nahfeld bei Untersuchungen mit regelmäßigen Wellen und Wellenspektren analysierten Energieanteile $(1 - K_r)^2$ als auch die nach Gl. 7.16 und Gl. 7.17 ermittelten Energieanteile K_t^2 dargestellt. Die relative Energiedichte des halbstehenden Wellenfeldes kann näherungsweise mit Gl. 5.11 beschrieben werden. Um die relative Energiedichte der transmittierten Wellen nach Gl. 7.16 und Gl. 7.17 als Funktion der relativen Böschungslänge beschreiben zu können, mußten vereinfachend eine konstante Bauwerksbreite l_B und eine konstante Wellenhöhe H_i angesetzt werden.

Die in Abb. 7.32 dargestellte Energiedissipation am und im Bauwerk ist gleichermaßen für regelmäßige Wellen und Wellenspektren gültig. Die Energiedichte der transmittierten Wellen ist sehr gering ($\leq 1\%$). Die relative Energiedichte im halbstehenden Wellenfeld beträgt 10 – 65 % und die Energiedissipation am Bauwerk ergibt sich nach Gl. 3.88 aus der Differenz dieser beiden Werte und beträgt somit ca. 9 – 65 %.

7.4 Zusammenfassung und Bewertung

7.4.1 Zusammenfassung

Die Beschreibung der Wellenausbreitung im Bauwerk umfaßt: (i) die Abnahme der Wellenhöhe in Wellenfortschrittsrichtung (Wellendämpfung, Abschnitt 7.1), (ii) die vertikale Porenwasserdruckverteilung (Abschnitt 7.2) und (iii) die Wellentransmission in den Hafenbereich sowie die Energiedissipation im Bauwerk (Abschnitt 7.3).

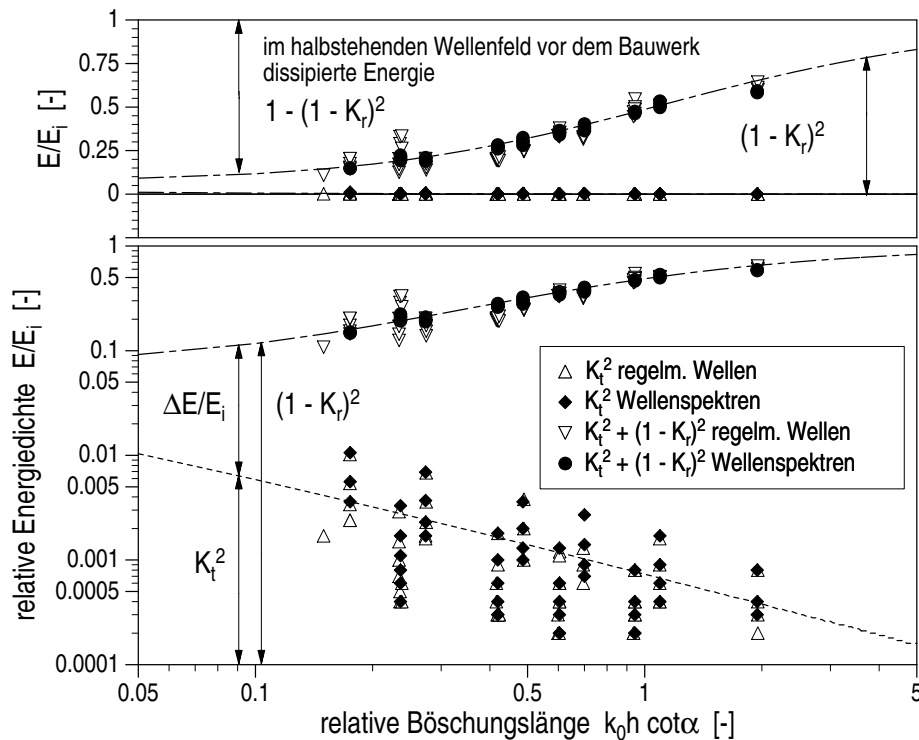


Abb. 7.32: Ermittlung der fiktiven relativen Energiedichte des am und im Bauwerk dissipierten Wellenanteils $\Delta E/E_i$ aus der relativen Energiedichte des transmittierten Wellenzuges im Leebereich des Wellenbrechers K_t^2 und des halbstehenden Wellenfeldes vor dem Bauwerk $(1 - K_r)^2$

Wellendämpfung: Die Untersuchungen zur Wellendämpfung im Kern des Wellenbrechers behandeln sowohl die Wellenverhältnisse an der Ausgangsposition x_0 (s. Abb. 7.5) als auch die Wellenhöhenabnahme im Kernbereich. Bei den Modellversuchen im GWK sind die Abweichungen der linearisierten Wellenzahl im Bauwerk k' (nach Gl. 2.42) gegenüber der Wellenzahl außerhalb des Bauwerks k (nach linearer Wellentheorie) vernachlässigbar.

Der Abstand der Ausgangsposition x_0 vom Koordinatenursprung (s. Abb. 7.5), der in erster Linie vom Wellenaufbau auf der Oberfläche des Wellenbrecherkerns R_C und von der Böschungseigung $\cot \alpha$ abhängig ist, wurde für regelmäßige Wellen durch einen empirischen Ansatz beschrieben (Gl. 7.1) und für Wellenspektren nach Gl. 7.2 festgelegt. Die Wellenhöhe an der Position $x = x_0$ ist abhängig von der Auflauhöhe R_C und wird durch Gl. 7.3 beschrieben. Der mittlere Fehler beträgt für regelmäßige Wellen weniger als 7 %, für Wellenspektren weniger als 3 %.

Die Wellentransmission in den Wellenbrecherkern wurde analysiert. Eine empirische Funktion wurde ermittelt (Gl. 7.5), die die linearen Einflußfaktoren für die Transmission berücksichtigt und eine obere Abschätzung des tatsächlichen Transmissionskoeffizienten K_t liefert. Durch nichtlineare Einflüsse, die mit der Wellenhöhe zunehmen, wird die Transmission in den Kern reduziert. Die Untersuchungen zur Wellentransmission in den Wellenbrecherkern wurden dar-

über hinaus zur Überprüfung des theoretischen Konzepts zur Beschreibung der Wellenbewegung auf rauen, teildurchlässigen Böschungen verwendet (s. Abschnitt 3.2). Dabei zeigte sich, daß durch Unzulänglichkeiten bei der Beschreibung des transmittierten Wellenanteils auf der Böschung (Gl. 3.32) die Transmission deutlich unterschätzt und gleichzeitig die Energiedissipation auf der Böschung überschätzt wird.

Die Form der Wellenspektren im Bauwerk unterscheidet sich deutlich vom Spektrum der anlaufenden Wellen (TMA-Spektrum), da sich die Wellenenergie im niederfrequenten Bereich ($f \leq f_p$) konzentriert. Die Untersuchung frequenzabhängiger Transmissionskoeffizienten $K_t(f)$ zeigte, daß es sich bei der Transmission in den Wellenbrecherkern in erster Linie um eine Filterung der Spektren und damit um einen linearen Prozeß handelt, der durch eine empirische Näherung beschrieben wurde (Gl. 7.6). Nichtlineare Einflüsse sind demgegenüber von untergeordneter Bedeutung, sie beeinflussen jedoch die Wellenhöhenverteilung im Spektrum, die im Bauwerk erheblich von einer RAYLEIGH-Verteilung abweicht. Die beobachteten Abweichungen sind teilweise auf Böschungseinflüsse zurückzuführen, teilweise aber auch auf Störeinflüsse wie z.B. interner Wellenüberlauf und auf Schwierigkeiten bei der Interpretation ortsfester Messungen im Kern (deren Abstand gegenüber der Position $x = x_0$ variiert).

Die Wellenhöhenabnahme im Kern des Wellenbrechers wurde mit den im Abschnitt 3.3.2 abgeleiteten Dämpfungsfunktionen verglichen. Dabei zeigte sich, daß der Einfluß der Wellenlänge durch den Koeffizienten κ_v (Gl. 3.76) nur unzureichend erfaßt wird, was insbesondere bei quadratischen Dämpfungsanteilen zu erheblichen Unstimmigkeiten führt und eine empirische Korrektur des Widerstandskoeffizienten b notwendig macht. Eine Alternative stellt die Erweiterung des polynomischen Dämpfungsansatzes nach Gl. 3.79, der dem tatsächlichen Wellenhöhenverlauf im Bauwerk qualitativ am ähnlichsten ist, durch den empirischen Lauflängenkoeffizienten κ_x dar (Gl. 7.9). Es wurden Koeffizienten κ_x für regelmäßige Wellen und Wellenspektren ermittelt, der mittlere Fehler für die Wellenhöhe im Bauwerk beträgt weniger als 15 % für regelmäßige Wellen und weniger als 30 % bei der Übertragung des Ansatzes auf Wellenspektren.

Die Wellenausbreitung im Bauwerk wurde mit der im Abschnitt 3.3 entwickelten abschnittweisen Vorgehensweise unter Verwendung der linearisierten Dispersionsgleichungen (Gl. 2.42 und Gl. 2.43) und der vollständigen Dispersionsgleichungen (Gl. 2.40 und Gl. 2.41) beschrieben. Die Abweichungen zwischen gemessenen und berechneten Wellenhöhen im Bauwerk sind zum Teil auf Störeinflüsse und Unsicherheiten bei der Messung und Analyse zurückzuführen, sie zeigen aber vor allem, daß die Dispersionsgleichungen nach LE M'CHAUTÉ (1957) keine hinreichend genaue Abschätzung der tatsächlichen Wellenlängen und Dämpfungskoeffizienten liefern. Trotz dieser Unzulänglichkeiten ermöglicht die abschnittsweise Betrachtung eine relativ einfache und genaue Beschreibung der Wellenverhältnisse im Kernbereich des Wellenbrechers, die der üblichen Vorgehensweisen (mit einem mittleren äquivalenten Widerstandskoeffizienten a_{eq} für das gesamte Bauwerk) überlegen ist.

Porenwasserdruckverteilung: Die Untersuchungen zur Porenwasserdruckverteilung im Wellenbrecherkern umfassen die Abnahme der Druckhöhe $P/\rho g$ über die Tiefe und die vertikale Druckverteilung $p/\rho g$ zum Zeitpunkt der maximalen Wasserspiegelauslenkung.

Bei der Untersuchung der Druckhöhen und der Druckverteilung im Bauwerk muß der Phasenversatz zwischen den Wasserspiegelauslenkungen und den Druckoszillationen beachtet werden.

Dieser Phasenversatz resultiert aus den hydraulischen Prozessen im Böschungsbereich und wird in den theoretischen Ansätzen für die Druckverteilung im Bauwerk nicht berücksichtigt, obgleich er die vertikale Druckverteilung und die Abnahme der Druckoszillationen über die Tiefe maßgeblich beeinflusst (s. Abb. 7.23).

Die Entwicklung der Druckhöhe $P/\rho g$ über die Tiefe ist durch eine Abnahme im oberflächennahen Bereich ($z/h > -0.3$), einen anschließenden Anstieg und einen annähernd konstanten Verlauf im sohnahen Bereich ($z/h < -0.5$) gekennzeichnet. Ein ähnlicher Druckverlauf wird bei OUMERACI & PARTENSKY (1990) beschrieben. Bei geringen Wellenhöhen entspricht die Abnahme der Druckoszillationen an der Oberfläche dem Verlauf nach linearer Wellentheorie. In Sohnähe werden die Druckoszillationen dagegen wesentlich durch die hydraulischen Prozesse auf und in der Böschung beeinflusst und sind deutlich größer als nach linearer Wellentheorie zu erwarten. Sie wurden durch eine empirische Funktion beschrieben. Bei größeren Wellenhöhen wurden an der Oberfläche zum Teil deutlich höhere Druckabnahmen beobachtet und auch die Druckhöhen in Sohnähe wiesen erhebliche Streuungen (bis zu 40 %) auf, die vor allem auf Lufteintrag zurückzuführen sind.

Die vertikale Druckverteilung $p(z)/\rho g$ zum Zeitpunkt der maximalen Wasserspiegelauslenkung weicht aufgrund der Phasenverschiebung deutlich vom theoretischen Druckverlauf in porösen Medien (Gl. 3.69) und vom Druckverlauf unter ungedämpften Wellen (Gl. 7.13) ab. Um die vertikale Druckverteilung ohne explizite Berücksichtigung des Phasenversatzes beschreiben zu können, wurde angenommen, daß die sie dem theoretischen Verlauf nach Gl. 7.13 entspricht, sofern die Wellenlängenänderung im porösen Medium zutreffend beschrieben wird. Die aus dem gemessenen Druckverlauf ermittelte Wellenzahl k' gibt jedoch in erster Linie die Verzerrungen des Druckverlaufs infolge des Phasenversatzes wieder und liefert keine brauchbare Abschätzung der tatsächlichen Wellenzahl im Bauwerk. Um so bemerkenswerter ist es, daß diese Wellenzahl ($k' = 1.79 k$) weitgehend unabhängig von der lokalen Wellenhöhe und vom Set-up ist und mit Gl. 7.13 eine gute Näherung für den gemessenen Druckverlauf im Bauwerk liefert (mittlerer Fehler ca. 13 %).

Wellentransmission und Energiedissipation: Die lokalen Wellenhöhen im Leebereich des Wellenbrechers werden bei Untersuchungen mit regelmäßigen Wellen wesentlich durch Reflexionserscheinungen und bei Wellenspektren durch Eigenschwingungen des Wasservolumens hinter dem Bauwerk beeinflusst. Lineare und nichtlineare Einflußfaktoren für die Transmission wurden gesondert ermittelt. Daraus wurde ein empirischer Ansatz entwickelt, der eine Abschätzung der Wellentransmission bei den vorliegenden Untersuchungen für regelmäßige Wellen und Wellenspektren erlaubt (Gl. 7.18).

Die Energiedissipation am und im Wellenbrecher wurde entsprechend dem im Abschnitt 3.4 entwickelten Vorgehen abgeschätzt. Danach ist:

$$\frac{\Delta E}{E_i} = (1 - K_r)^2 - K_t^2$$

Mit den Ergebnissen der Reflexionsanalyse (Abschnitt 5.2) und den Transmissionskoeffizienten nach Gl. 7.18 beträgt die transmittierte Wellenenergie bei den vorliegenden Untersuchungen weniger als 1 % der Energie der anlaufenden Wellen. Somit entspricht die Energiedissipation

im Bauwerk in guter Näherung dem Energiefluß im halbstehenden Wellenfeld vor dem Bauwerk und kann alleine mit dem Reflexionskoeffizienten abgeschätzt werden:

$$\frac{\Delta E}{E_i} \approx (1 - K_r)^2$$

7.4.2 Bewertung

Gültigkeitsbereiche der wichtigsten Ergebnisse

Die Übertragbarkeit der wichtigsten Ergebnisse für den Kernbereich (Bereich 4) wird im folgenden bewertet (s. Tab. 2.4). Bei den Modellversuchen erfolgte die Einströmung in das Bauwerk ausschließlich über die seeseitige Böschung (kein Wellenüberlauf!). Diese Einschränkung gilt somit für alle Ansätze zur Beschreibung der Wellenbewegung im Bereich 4 und 5.

Gültigkeitsstufe 1: In diese Kategorie fällt das in Abschnitt 3.3 entwickelte Konzept zur Beschreibung der Wellenausbreitung in einem homogenen porösen Medien, dessen hydraulischer Widerstand durch Forchheimer-Koeffizienten charakterisiert wird. Es gilt jedoch nur für „ungestört“ fortschreitende regelmäßige Wellen (ohne Böschungseinfluß, Lufteintrag, etc., s. Abschnitt 3.3 und Abb. 7.21).

Gültigkeitsstufe 2: Für die folgenden Ergebnisse sind die wesentlichen Einschränkungen im Gültigkeitsbereich, die den Ausschlag für die Zuordnung zur zweiten Stufe gaben, jeweils angegeben:

- Wellenhöhenabnahme im Kern (erweiterter polynomischer Dämpfungsansatz, Einschränkung durch empirischen Lauflängenkoeffizient, Gl. 7.9 und Abb. 7.18, 7.19);
- gesamte Energiedissipation am und im Bauwerk (für Wellenbrecher mit ähnlichem Aufbau und vergleichbarer Geometrie, Abb. 7.32).

Gültigkeitsstufe 3: Die Ansätze zur Beschreibung der folgenden Prozesse und Kenngrößen sind nur für den untersuchten Aufbau des Böschungsbereichs (Schichtung, Geometrie und Durchlässigkeit) gültig:

- Wellenhöhen an der Ausgangsposition (seeseitiges Ende des Kernbereichs) für Wellenausbreitung im Bereich 4 (Gl. 7.3);
- Wellentransmission durch den Böschungsbereich (Bereich 3) in den Kernbereich (gesamte und frequenzabhängige Transmission) und Energiedissipation im Böschungsbereich des Wellenbrechers (Gl. 7.5, Gl. 7.6 und Abb. 7.10);

Für die folgenden Ansätze muß darüber hinaus die Geometrie des gesamten Wellenbrechers ähnlich sein.

- Entwicklung der Druckoszillationen im Kern in vertikale Richtung (Abb. 7.24 und Abb. 7.25);

- Korrektur der Wellenzahl zur Beschreibung der vertikalen Druckverteilung im Kern (für regelmäßige Wellen, Tab. 7.2 und Abb. 7.28);
- Wellentransmission in den Hafenbereich hinter dem Wellenbrecher (Gl. 7.18).

Die Anwendung der hier entwickelten Ansätze für Wellenbrecher, deren Geometrie und Aufbau gravierend von dem untersuchten Wellenbrecher abweichen, erfordert eine Anpassung dieser Ansätze.

Gültigkeitsstufe 4: Die folgenden Darstellungen sollen vor allem das grundlegende Verständnis der jeweiligen Prozesse fördern und fallen deshalb in die vierte Kategorie:

- Wellenhöhenentwicklung im Bauwerk (Abb. 7.3 und Abb. 7.4);
- Umformung des Energiedichtespektrums gegenüber dem Spektrum der anlaufenden Wellen für Wellenspektren im Kern und im Leebereich des Wellenbrechers (Abb. 7.11 und Abb. 7.29);
- Entwicklung der Druckoszillationen (vertikale Verteilung und Phasenbeziehungen) im Kern des Wellenbrechers, Abb. 7.23 und Abb. 7.24);

Schlußbetrachtung

Die Wellenausbreitung im Kern des Wellenbrechers wird stärker als erwartet durch die hydraulischen Prozesse auf und im Böschungskörper beeinflusst. Dies wurde vor allem durch den Phasenversatz zwischen Wasserspiegelauslenkungen und Druckoszillationen im Kern deutlich, der durch keinen bekannten theoretischen Ansatz beschrieben wird.

Die Übertragbarkeit des empirisch korrigierten Dämpfungsansatzes (Gl. 7.9) sollte Gegenstand zukünftiger Untersuchungen sein. Darüber hinaus sollte nach Möglichkeiten gesucht werden, die oszillierende Strömung im Bauwerk bei der Ableitung der Dämpfungsfunktion angemessen zu berücksichtigen. Dazu müßte die im Abschnitt 3.3.2 verwendete Grundgleichung durch die folgende Gleichung ersetzt werden:

$$\frac{2}{\pi} \frac{\delta H(x)}{\delta x} = f(\kappa_v, H(x), \omega)$$

Daneben zeigten die vorliegenden Untersuchungen, daß die linearisierte Dispersionsgleichung nach LE MČHAUTĆ (1957) ebenso wie die Lösungen der vollständigen Dispersionsgleichungen keine hinreichend genaue Abschätzung der Dämpfungskoeffizienten und der Wellenzahl im Bauwerk liefern. Ein zentraler Punkt zukünftiger Untersuchungen sollte deshalb ein genauerer Ansatz zur Beschreibung der Dispersion (Wellenzahl und Dämpfungskoeffizient) in porösen Medien sein. Der Einfluß der Böschung auf die Wellenbewegung und Wellenausbreitung im Bauwerkskern sollte in ergänzenden hydraulischen Modellversuchen mit homogenen Rechteck- und Trapezwellenbrechern näher untersucht werden.

Die Wellentransmission aus dem Wellenbrecherkern in den Hafenbereich und die damit verbundenen Reflexionen in den Kernbereich des Wellenbrechers konnten bei den vorliegenden Untersuchungen aufgrund der gewählten Instrumentierung und der Randbedingungen nicht näher

analysiert werden. Eine sinnvolle Ergänzung der vorliegenden Untersuchungen stellen Modellversuche an geschütteten Wellenbrechern mit einer geeigneten Instrumentierung der landseitigen Böschung sowie vergleichende Untersuchungen mit Rechteckwellenbrechern dar.

Der Wellenüberlauf und die damit verbundene Infiltration durch die Wellenbrecherkrone in den Kern hat wesentlichen Einfluß auf die Strömungsprozesse im Kern. Außerdem muß man davon ausgehen, daß auch ein intensives Wellenbrechen auf der seeseitigen Böschung die Phasenlage der Druckoszillationen im Kern und damit die gesamte Wellenbewegung im Kern beeinflußt. Bei den vorliegenden Untersuchungen wurden Wellenüberlauf und ausgeprägtes Wellenbrechen auf der Wellenbrecherböschung bewußt ausgeklammert. Eine umfassende Beschreibung der Wellenbewegung in geschütteten Wellenbrechern erfordert jedoch auch eine Bearbeitung dieser Themenkomplexe.

Kapitel 8

Hydraulische Prozesse im Böschungsbereich

Die Wellenbewegung im Böschungsbereich ist gekennzeichnet durch ein komplexes Wechselspiel zwischen externen und internen Strömungen. Die externen Strömungen werden bestimmt durch den Wellenaufbau und -rücklauf auf der Böschungsoberfläche, in dem böschungsparelle Strömungsanteile überwiegen. Durch Infiltration entsteht gleichzeitig eine rotierende Strömung im Böschungskörper, die durch Einstromung im oberen Teil der Böschung und Ausströmung im unteren Teil gekennzeichnet ist (MUTTRAY et al., 1995). Dieser rotierenden Strömung sind Aufbauprozesse auf den verschiedenen Böschungsschichten überlagert. Darüber hinaus entsteht durch den Anstieg der mittleren Wasserspiegellage im Böschungsbereich eine Rückströmung. Beim Auftreten hoher Wasserspiegelgradienten kann das Strömungsfeld durch internes Wellenbrechen gestört werden. Durch Lufteintrag bei der Infiltration durch die Böschungsoberfläche oder beim internen Wellenbrechen können darüber hinaus im Böschungskörper Zweiphasenströmungen auftreten. Die Strömungsprozesse im Böschungsbereich entziehen sich bislang jedoch weitgehend einer theoretischen Behandlung.

Die Wellenbewegung auf der Böschung und die Wellenausbreitung im Kern werden in den Kapiteln 6 und 7 weitgehend isoliert von den hydraulischen Prozessen im Böschungskörper untersucht. Mit den Ergebnissen dieser Untersuchungen soll nun die Wellenbewegung im Böschungsbereich analysiert werden. Das Hauptziel ist dabei, einen Einblick in die hydraulischen Prozesse in diesem Bereich zu geben. Aufgrund der begrenzten Möglichkeiten einer theoretischen Beschreibung sollen die wichtigsten Einflüsse für die Wellenbewegung auf und in der Böschung ermittelt, quantifiziert und empirisch beschrieben werden.

Das Vorgehen bei der Untersuchung der hydraulischen Prozesse im Böschungsbereich ist schematisch in Abb. 8.1 dargestellt. Die Beschreibung umfaßt die folgenden Aspekte:

- den Anstieg der mittleren Wasserspiegellage (Set-up) am und im Bauwerk (Abschnitt 8.1);
- die Wasserspiegelauslenkungen im Böschungskörper (Abschnitt 8.2):
 - Wellenaufbau auf den Böschungsschichten;
 - Wasserspiegelgradienten im Böschungsbereich;

- Internes Wellenbrechen.
- die Druckverteilung im Böschungsbereich (Abschnitt 8.3):
 - Druckverteilung im Bauwerk;
 - Maximale Druckgradienten im Böschungsbereich.
- den Lufteintrag in den Wellenbrecherkern (Abschnitt 8.4):

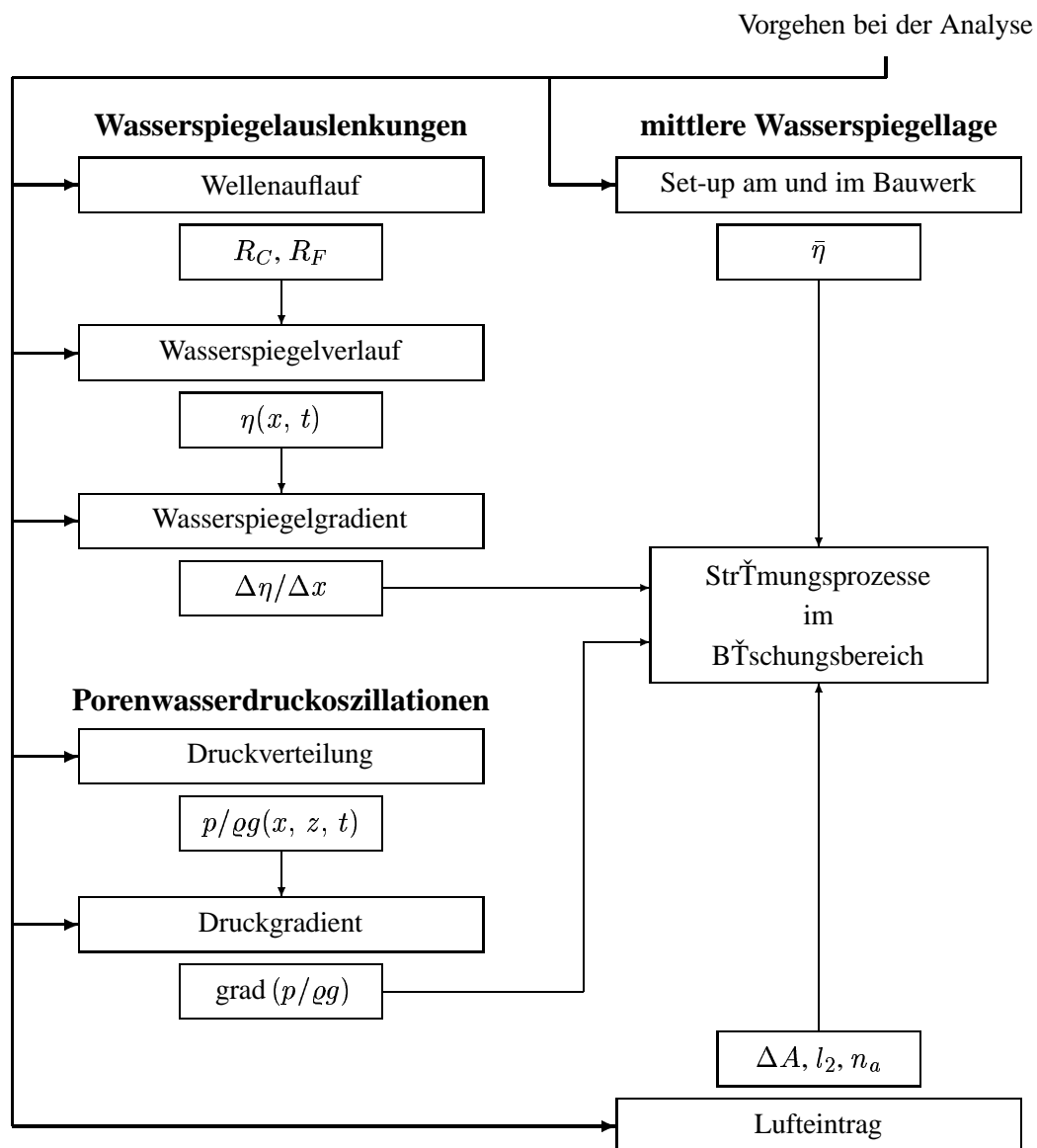


Abb. 8.1: Vorgehen bei der Untersuchung der hydraulischen Prozesse im Böschungsbereich des Wellenbrechers (Bereich 3)

8.1 Set-up am und im Bauwerk

Das Ungleichgewicht zwischen Ein- und Ausströmung durch die Böschungsoberfläche (s. Abschnitt 2.2.3, Set-up im Bauwerk) führt zu einem Anstieg der mittleren Wasserspiegellage im Böschungskörper. Dieser Set-up dehnt sich in Abhängigkeit von den Verhältnissen hinter dem Bauwerk mehr oder weniger weit in den Kernbereich des Wellenbrechers aus. Durch den Set-up entsteht eine Rückströmung im Böschungsbereich, die der rotierenden Strömung im Böschungskörper überlagert ist und zu einer verstärkten Ausströmung beim Wellenrücklauf führt. Diese Ausströmung kann die Stabilität der Deck- und Filterschicht im unteren Teil der Wellenbrecherböschung beeinträchtigen. Sie kann aber auch das Wellenbrechen auf der Böschung verstärken, den Wellenaufbau reduzieren und damit stabilisierend für den unter dem Ruhewasserspiegel liegenden Böschungsabschnitt wirken.

Das Ziel der Untersuchungen in diesem Abschnitt ist die Bestimmung des Set-up im Böschungsbereich. Es werden sowohl die räumliche als auch die zeitliche Entwicklung der mittleren Wasserspiegellage am und im Bauwerk analysiert. Darüber hinaus wird der maximale Set-up bestimmt.

Einen Überblick über die Ergebnisse früherer Untersuchungen zum Set-up in geschütteten Wellenbrechern gibt Abschnitt 2.2.3.

8.1.1 Entwicklung des Set-up

Die räumliche Entwicklung des Set-up am und im Bauwerk über die Versuchszeit ist in Abb. 8.2 am Beispiel von drei regelmäßigen Wellen mit Wellenperioden $T = 4\text{ s}$ ($H_i = 0.65\text{ m}$), $T = 6\text{ s}$ ($H_i = 0.76\text{ m}$) und $T = 8\text{ s}$ ($H_i = 0.84\text{ m}$, jeweils mit $h = 2.48\text{ m}$) dargestellt.

Bei relativ *kurzenperiodischen Wellen* ($T = 4\text{ s}$) ist mit den ersten Wellen ein deutlicher Wasserspiegelanstieg vor und im Bauwerk zu beobachten (Abb. 8.2 a). Mit den ersten ca. 10 Wellen steigt der mittlere Wasserspiegel im Böschungsbereich schnell an und gleichzeitig sinkt der mittlere Wasserspiegel vor dem Bauwerk ab (Set-down). Nach etwa 20 Wellen ist ein annähernd stabiler Set-up im Bereich der Böschung erreicht, während der mittlere Wasserspiegel im Kern und hinter dem Bauwerk kontinuierlich weiter ansteigt.

Auch bei *längeren Wellen* ($T = 6\text{ s}$) steigt die mittlere Wasserspiegellage vor und im Bauwerk zunächst an (Abb. 8.2 b). Nach etwa 5 Wellen sinkt der Wasserspiegel vor dem Bauwerk deutlich ab, während sich im Bauwerk der Anstieg fortsetzt. Der maximale Set-up wird deutlich schneller als bei kürzeren Wellen etwa nach der 10. Welle erreicht. Der Wasserspiegelanstieg im Kern und hinter dem Bauwerk vollzieht sich ähnlich schnell wie bei $T = 4\text{ s}$.

Bei relativ *langperiodischen Wellen* ($T = 8\text{ s}$) wurde kein Wasserspiegelanstieg vor dem Bauwerk mit den ersten Wellen beobachtet (Abb. 8.2 c). Der maximale Set-up im Böschungsbereich wird bereits nach 6 bis 8 Wellen erreicht. Insgesamt ist der Set-up im Bauwerk geringer als bei kürzeren Wellen. Ein annähernd stabiler Set-up stellt sich im Kern und im Leebereich des Wellenbrechers bereits nach 30 bis 40 Wellenereignissen ein.

Die zeitliche Entwicklung des maximalen Set-up im Böschungsbereich (auf der Oberfläche des Kerns, WAP 3) und des Set-up hinter dem Bauwerk (WP 27, s. Abb. 4.4 und Tab. 4.3)

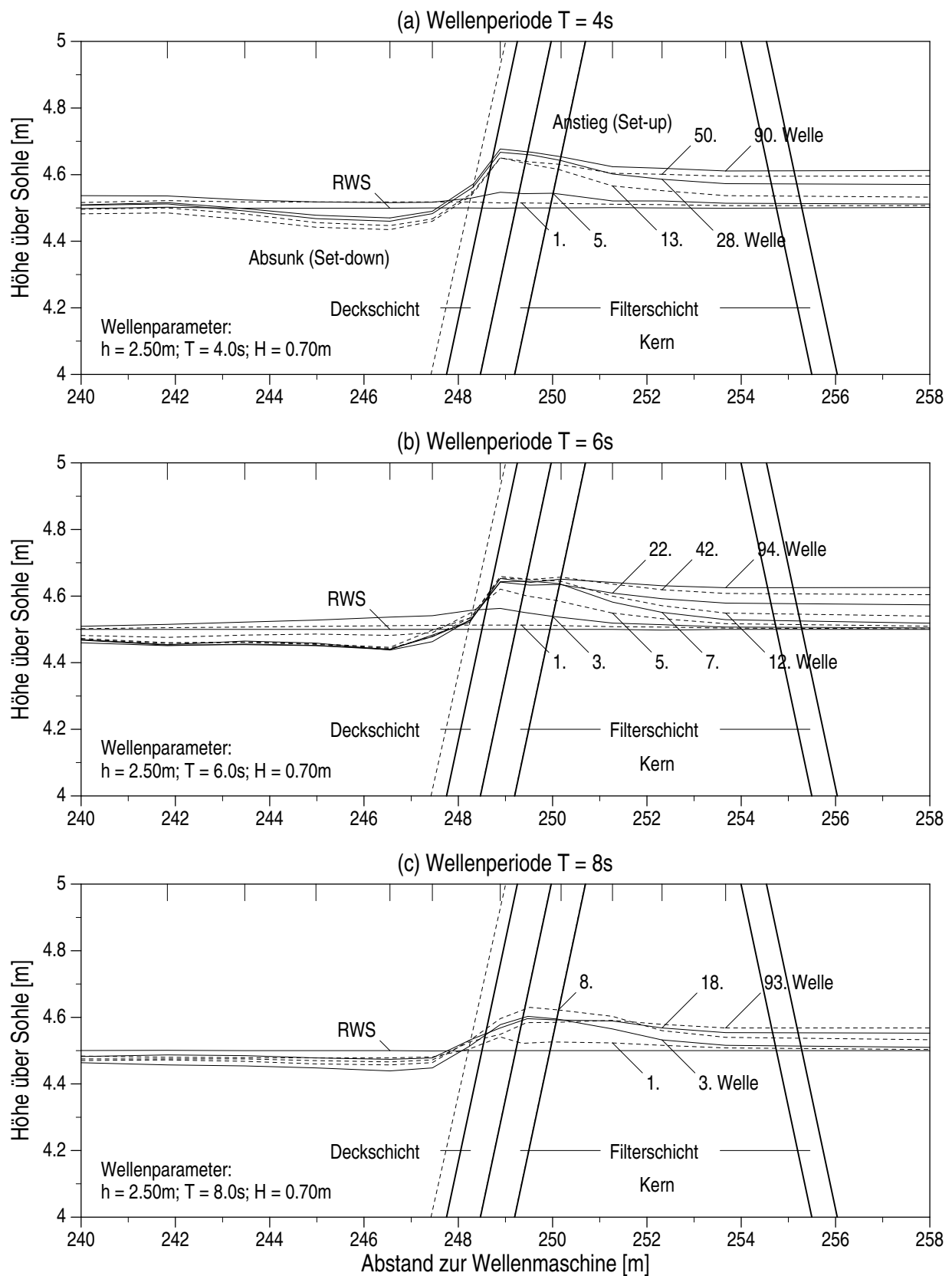


Abb. 8.2: Entwicklung der mittleren Wasserspiegellage am und im Bauwerk bei Versuchen mit regelmäßigen Wellen und Wellenperioden (a) $T = 4\text{ s}$, (b) $T = 6\text{ s}$ und (c) $T = 8\text{ s}$ (jeweils $h = 2.50\text{ m}$, $H = 0.70\text{ m}$)

ist in Abb. 8.3 beispielhaft für einen regelmäßigen Wellenzug ($T = 6\text{ s}$, $H_i = 0.76\text{ m}$ und $h = 2.48\text{ m}$) und ein Wellenspektrum ($T_p = 6\text{ s}$, $H_{i,m0} = 0.72\text{ m}$ und $h = 2.48\text{ m}$) dargestellt.

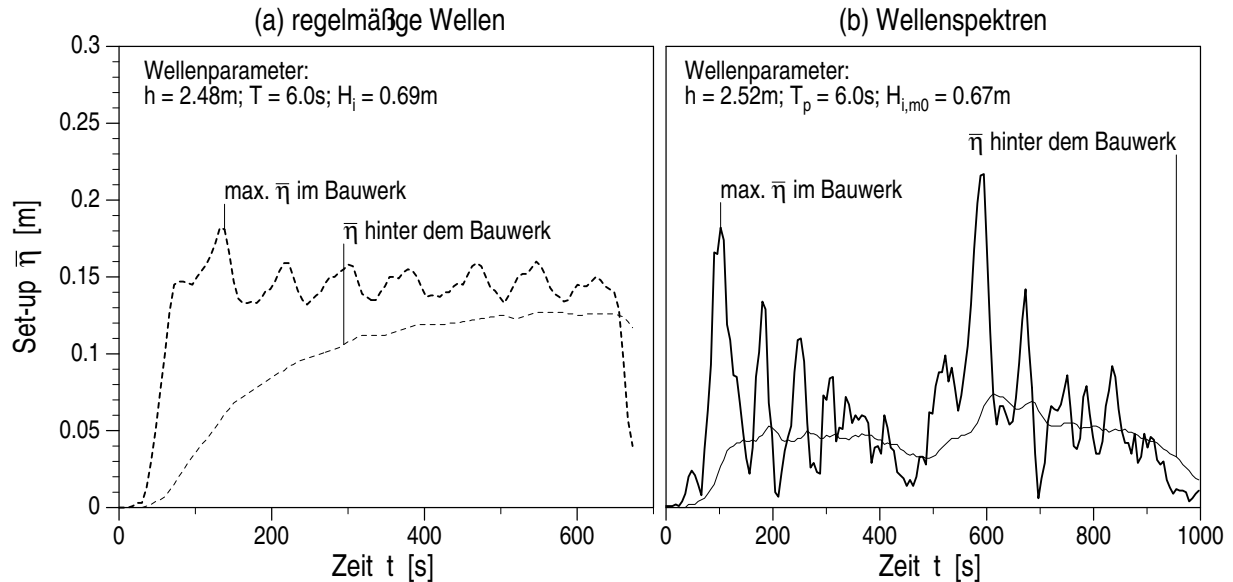


Abb. 8.3: Zeitliche Entwicklung des maximalen Set-up im Bauwerk (WAP 3) und des Set-up im Hafenbereich (WP 27) für (a) regelmäßige Wellen ($h = 2.48\text{ m}$, $T = 6\text{ s}$, $H_i = 0.69\text{ m}$) und (b) Wellenspektren ($h = 2.52\text{ m}$, $T_p = 6\text{ s}$, $H_{i,m0} = 0.67\text{ m}$)

Bei *regelmäßigen Wellen* steigt die mittlere Wasserspiegellage im Böschungsbereich am Versuchsanfang sehr schnell an und zeigt einen annähernd konstanten, leicht oszillierenden Verlauf über die Versuchszeit. Am Versuchsende sinkt der Set-up wieder rasch ab. Während des Versuchs füllt sich das Hafenbecken hinter dem Wellenbrecher allmählich. Entsprechend vollzieht sich der Wasserspiegelanstieg hinter dem Bauwerk langsam und erreicht erst am Versuchsende einen annähernd stabilen Wert, der etwas geringer als der maximale Set-up im Böschungsbereich ist.

Die Oszillation des Set-up im Böschungsbereich hat eine Periode von ca. 80 s . Mit einem Abstand von 248 m zwischen Bauwerk und Wellenklappe, einer Wassertiefe $h = 2.50\text{ m}$ und einer mittleren Wassertiefe im Wellenkanal von $h_m = 4.10\text{ m}$ (unter Berücksichtigung des Vorstrandprofils, s. Abb. 4.1) erhält man eine Eigenperiode für das Wasservolumen im Kanal von 79 s (vgl. Abschnitt 7.3). Die Schwankungen der mittleren Wasserspiegellage im Böschungsbereich sind somit auf die Eigenschwingung der Wassermasse im Wellenkanal zurückzuführen.

Bei Wellenspektren variiert der Set-up im Gegensatz zum annähernd konstanten Set-up bei regelmäßigen Wellen sehr stark über die Zeit. Diese Schwankungen sind im Böschungsbereich sehr deutlich ausgeprägt und erreichen den Hafenbereich mit einiger Verzögerung und stark gedämpft. Bemerkenswert ist, daß einzelne Wellengruppen im Böschungsbereich vorübergehend zu einem sehr hohen Set-up führen können, der deutlich über dem Set-up bei regelmäßigen Wellen liegt.

8.1.2 Maximaler Set-up

Eine Übersicht über die relative Höhe des Wasserspiegelanstiegs an verschiedenen charakteristischen Punkten am und im Bauwerk bezogen auf den Set-up auf der Oberfläche des Wellenbrecherkerns (WAP 3) gibt Tab. 8.1. Bei Untersuchungen mit regelmäßigen Wellen wurde der stabile Set-up am Versuchsende (Zeitfenster 4) betrachtet, bei Wellenspektren der mittlere Set-up über einen vollen Wellenzyklus. Die Aufstellung in Tab. 8.1 zeigt, daß der relative Wasserspiegelanstieg an den betrachteten Positionen für regelmäßige Wellen und Wellenspektren annähernd gleich ist. Das Absinken des mittleren Wasserspiegels vor dem Bauwerk liegt bei ca. 30 % des höchsten Set-up im Bauwerk. Der Wasserspiegelanstieg auf der Deckschicht beträgt ca. 15 – 20 % des maximalen Set-up, auf der Filterschicht erreicht er die Werte des maximalen Set-up nahezu. Hinter dem Bauwerk liegt der Wasserspiegelanstieg bei etwa 75 % des maximalen Set-up im Böschungsbereich.

Tab. 8.1: Relative Höhe der mittleren Wasserspiegellage am und im Bauwerk bezogen auf den maximalen Set-up auf der Oberfläche des Wellenbrecherkerns (WAP 3)

Meßposition	regelmäßige Wellen			Wellenspektren		
	Mittelwert ¹⁾	Standardabweichung		Mittelwert ¹⁾	Standardabweichung	
	$\mu_{\bar{\eta}}$	$\sigma_{\bar{\eta}}$		$\mu_{\bar{\eta}}$	$\sigma_{\bar{\eta}}$	
vor dem Bauwerk (WP 20)	−0.320	0.013	(35.0 %)	−0.303	0.003	(22.1 %)
auf der Deckschicht (WAP 1)	0.168	0.010	(49.4 %)	0.189	0.002	(28.5 %)
auf der Filterschicht (WAP 2)	0.982	0.014	(11.8 %)	0.961	0.005	(11.9 %)
hinter dem Bauwerk (WP 27)	0.783	0.008	(8.2 %)	0.732	0.004	(11.1 %)

¹⁾ der Mittelwert wurde bestimmt: $\mu_{\bar{\eta}} = 1/n \sum_{i=1}^n \bar{\eta}(\text{Meßpos.})/\bar{\eta}(\text{WAP 3})$

Der Set-up im Bauwerk und der Set-down vor dem Bauwerk sind proportional zum Quadrat der Wellenhöhe. Diese Beobachtung deckt sich mit den Ergebnissen von BARENDs (1983) und LOVELESS et al. (1998). Darüber hinaus besteht eine umgekehrt proportionale Abhängigkeit von der Wellenlänge, die deutlich stärker ausgeprägt ist als nach dem Ansatz von BARENDs ($\bar{\eta} \propto T^{-0.5}$). Der von LOVELESS et al. beobachtete Anstieg des Set-up hinter dem Bauwerk mit der Wellenlänge ist vermutlich auf Wellenüberlauf zurückzuführen. Unter Berücksichtigung der Böschungsneigung entsprechend dem Ansatz von BARENDs wird der Set-up im und der Set-down vor dem Bauwerk durch den folgenden empirischen Ansatz beschrieben:

$$\bar{\eta} = \kappa_{\text{MWS}} H_i^2 k \cot \alpha \quad (8.1)$$

mit : κ_{MWS} – Set-up Koeffizient [–]

Der Einfluß der Durchlässigkeit wurde dabei in Gl. 8.1 nicht berücksichtigt. Die Durchlässigkeit wurde bei den vorliegenden Untersuchungen nicht variiert, zudem ist der betrachtete Böschungskörper nicht homogen.

Der Set-up $\bar{\eta}$ am und im Bauwerk ist in Abb. 8.4 über $H_i^2 k \cot \alpha$ aufgetragen (vgl. Gl. 8.1). Dargestellt sind der Set-up auf der Deckschicht (WAP 1), auf der Oberfläche des Kerns (WAP 3)

und hinter dem Bauwerk (WP 27) sowie der Set-down vor dem Bauwerk (WP 20) jeweils für regelmäßige Wellen (Abb. 8.4 a) und Wellenspektren (Abb. 8.4 b). Für regelmäßige Wellen wurde die mittlere Wasserspiegellage am Versuchsende (Zeitfenster 4) betrachtet, für Wellenspektren der mittlere Set-up über einen Wellenzklus. Darüber hinaus sind die aus den Meßwerten ermittelten Set-up Koeffizienten κ_{MWS} für die jeweilige Meßposition aufgetragen.

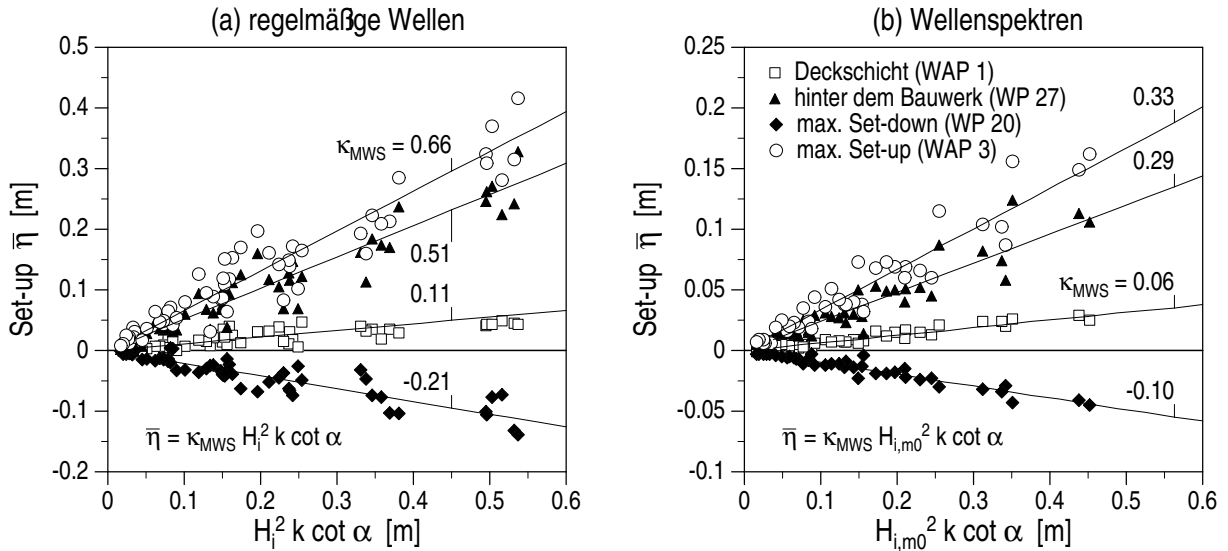


Abb. 8.4: Set-up auf der Deckschicht (WAP 1), hinter dem Bauwerk (WP 27) auf der Oberfläche des Wellenbrecherkerns (maximaler Set-up im Bauwerk, WAP 3) und vor dem Bauwerk (maximaler Set-down, WP 20) für (a) regelmäßige Wellen und (b) Wellenspektren

Insgesamt liefert Gl. 8.1 eine gute Näherung für den bei den vorliegenden Untersuchungen beobachteten Anstieg der mittleren Wasserspiegellage. Daneben zeigt die Auftragung in Abb. 8.4, daß der mittlere Set-up bei Wellenspektren nur etwa 50 % des stabilen Set-up bei regelmäßigen Wellen erreicht.

Einen Überblick über die bei den vorliegenden Untersuchungen ermittelten Set-up Koeffizienten κ_{MWS} am und im Bauwerk gibt Tab. 8.2 für regelmäßige Wellen und Wellenspektren. Darüber hinaus ist die Standardabweichung der nach Gl. 8.1 berechneten mittleren Wasserspiegellagen (mit κ_{MWS} nach Tab. 8.2) gegenüber den Meßwerten angegeben.

Durch den Set-up im Bauwerk wird eine Rückströmung erzeugt. Bei den vorliegenden Untersuchungen baut sich innerhalb der Deckschicht ein Set-up von bis zu 40 cm Höhe auf. Bei einer horizontalen Ausdehnung der Deckschicht von 0.72 cm (Schichtdicke 40 cm, Böschungseigung $\tan \alpha = 1:1.5$) erhält man nach Gl. 2.6 eine Filtergeschwindigkeit im Kernmaterial von $v_f = 0.1 \text{ m/s}$ (mit dem Gradienten $I = 0.30$ und den Forchheimer-Koeffizienten nach Tab. B.3). Das entspricht einer mittleren Geschwindigkeit im Porenraum von $v = 0.25 \text{ m/s}$ bzw. einem Durchfluß von $0.25 \text{ m}^3/\text{sm}$ (pro lfd. Meter Bauwerkslänge, über die gesamte Wassertiefe).

Dabei ist zu beachten, daß die durch den Set-up induzierten Strömungen und Durchflußraten lediglich das Ungleichgewicht zwischen der Ein- und Ausströmung durch die Böschungsoberfläche ausgleichen. Sie sind der primären Strömung im Böschungskörper, einer rotierenden

Tab. 8.2: Set-up Koeffizient für charakteristische Punkte am und im Bauwerk

Meßposition	regelmäßige Wellen		Wellenspektren	
	Set-up	Standard-	Set-up	Standard-
	Koeff.	abweichung	Koeff.	abweichung
	κ_{MWS}	$\sigma_{\bar{\eta}}$	κ_{MWS}	$\sigma_{\bar{\eta}}$
vor dem Bauwerk (WP 20)	-0.210	0.015 (39.8 %)	-0.100	0.006 (41.9 %)
auf der Deckschicht (WAP 1)	0.107	0.009 (47.7 %)	0.062	0.002 (26.5 %)
auf der Filterschicht (WAP 2)	0.645	0.029 (25.3 %)	0.317	0.010 (23.9 %)
auf dem Kern (WAP 3)	0.657	0.030 (24.9 %)	0.330	0.012 (27.0 %)
hinter dem Bauwerk (WP 27)	0.514	0.023 (25.2 %)	0.285	0.013 (38.2 %)

Strömung, die unmittelbar durch die Ein- und Ausströmung erzeugt wird, überlagert. Durch das Zusammenwirken der primären und sekundären Strömungen im Böschungsbereich muß man davon ausgehen, daß der Set-up im Bauwerk eine wesentliche Einflußgröße für die geohydraulische Stabilität des Wellenbrechers darstellt.

8.2 Wasserspiegelauslenkungen im Böschungskörper

Die Wasserspiegelauslenkungen liefern wesentliche Hinweise auf die hydraulischen Prozesse im Böschungsbereich. Dies sind in erster Linie die böschungsparellen Strömungen beim Wellenauf- und -rücklauf sowie die normal zur Böschungsoberfläche verlaufende Ein- und Ausströmung.

Das Hauptziel der Untersuchungen in diesem Abschnitt ist die Beschreibung der Wellenauf- und -rücklaufprozesse auf den verschiedenen Böschungsschichten und der Wasserspiegelgradienten im Böschungsbereich. Zunächst wird die Abnahme der Wellenaufbauhöhen in der Deck- und Filterschicht untersucht. Für regelmäßige Wellen wird darüber hinaus die Asymmetrie des Auf- und -rücklaufs ermittelt, für unregelmäßigen Seegang die Wellenhöhenverteilung im Spektrum. Die anschließende Untersuchung der Wasserspiegelgradienten umfaßt (i) die Beschreibung der Wasserspiegelgradienten in den verschiedenen Böschungsschichten in Abhängigkeit von den Wellenverhältnissen vor dem Bauwerk und (ii) die Bestimmung kritischer Gradienten beim internen Wellenbrechen.

Bisher sind keine Ansätze zur Beschreibung der Aufbauhöhen in einer teildurchlässigen Böschung mit mehrschichtigem Aufbau bekannt. Die Ergebnisse früherer Untersuchungen zum internen Wellenbrechen sind im Abschnitt 2.2.3 zusammengefaßt.

8.2.1 Wellenaufbau auf den Böschungsschichten

Die Wasserspiegelauslenkungen im Böschungskörper des Wellenbrechers werden bestimmt durch die Aufbauprozesse auf den Böschungsschichten.

Der Wellenaufbau auf der Böschungsoberfläche nimmt mit zunehmender Durchlässigkeit der Böschung ab. Der Aufbau auf den tiefer liegenden Böschungsschichten ist dagegen gleichermaßen abhängig von der Durchlässigkeit der oberhalb und unterhalb der betrachteten Schichtgrenze liegenden Schicht. Darüber hinaus hängt die Abnahme der Aufbauhöhe innerhalb einer Böschungsschicht von der Dicke und von der Neigung dieser Schicht ab.

Eine vollständige Beschreibung der Aufbauprozesse auf den verschiedenen Schichten der seeseitigen Böschung umfaßt auch die böschungsp parallelen und die böschungsnormalen Strömungsanteile in den betrachteten Böschungsschichten. Eine systematische Analyse der Einflußgrößen für die Aufbauprozesse im Böschungskörper ist auf der Grundlage der vorliegenden Meßergebnisse nicht möglich. Deshalb wird in diesem Abschnitt die beobachtete Abnahme der Aufbauhöhe im Böschungskörper in Abhängigkeit von den bei den Modellversuchen systematisch variierten Wellenparametern beschrieben. Die Abnahme der Aufbauhöhe bezeichnet dabei die Reduktion gegenüber dem Aufbau auf oberflächennäheren Schichten oder an der Oberfläche.

In Abb. 8.5 ist die zeitliche Entwicklung der Wasserspiegelauslenkung auf der Oberfläche der Deckschicht, der Filterschicht und des Kerns am Beispiel einer regelmäßigen Welle mit $T = 6\text{ s}$, $H_i = 1.09\text{ m}$ und $h = 2.495\text{ m}$ dargestellt. Der Aufbau auf der Deckschicht zeigt eine deutliche Asymmetrie (steiler Wellenberg, langes flaches Wellental), die auf der Filterschicht und auf dem Kern weniger ausgeprägt ist. Die mittlere Wasserspiegellage steigt auf der Filterschicht und auf dem Kern deutlich gegenüber der Deckschicht an (s. Abschnitt 8.1), so daß der tiefste Rücklauf auf dem Kern in diesem Fall lediglich das Niveau des Ruhewasserspiegels erreicht.

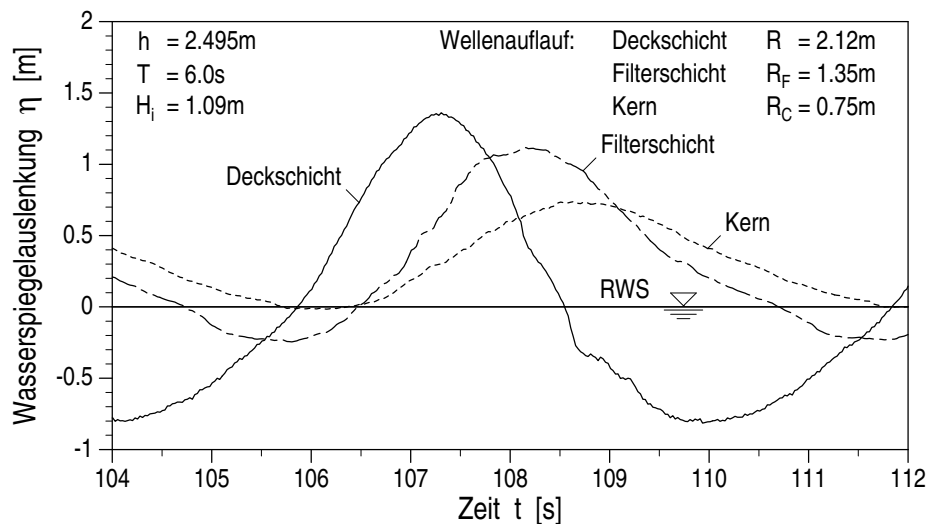


Abb. 8.5: Zeitreihen des Wellenaufbaus auf der Deckschicht, auf der Filterschicht und auf dem Kern für eine regelmäßige Welle mit $H_i = 1.09\text{ m}$, $T = 6\text{ s}$ und $h = 2.5\text{ m}$

Die Abnahme der Aufbauhöhe (Aufbaudämpfung) innerhalb der Deckschicht R_F/R , der Filterschicht R_C/R_F sowie innerhalb der Deck- und Filterschicht R_C/R ist in Abb. 8.6 für regelmäßige Wellen und in Abb. 8.7 Wellenspektren über der Wellensteilheit $k_0 H_i$ aufgetragen. Dabei steht R für die Aufbauhöhe auf der Deckschicht, R_F für die Aufbauhöhe auf der Filterschicht und R_C für den Aufbau auf der Oberfläche der Kernschüttung. Bei den Untersuchungen mit Wellenspektren wurden jeweils signifikante Aufbauhöhen R_{m0} betrachtet.

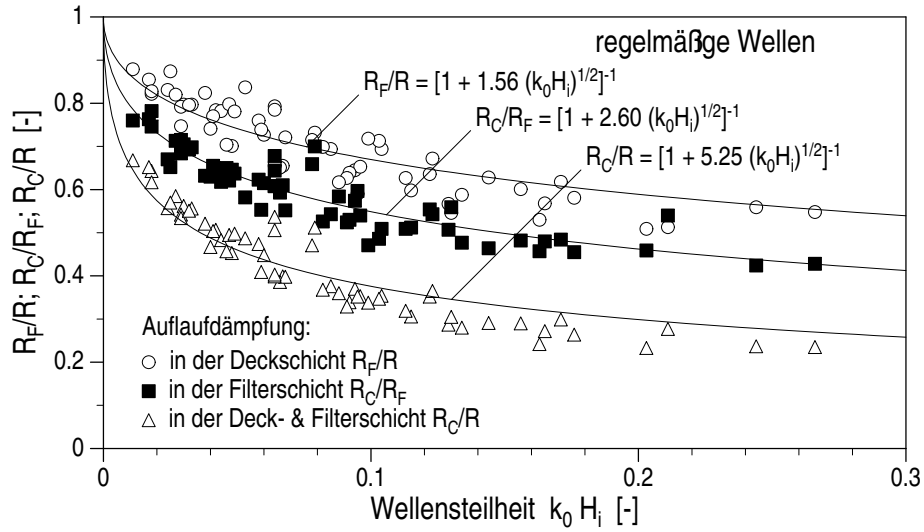


Abb. 8.6: Wellenaufauddämpfung in der Deck- und Filterschicht für regelmäßige Wellen

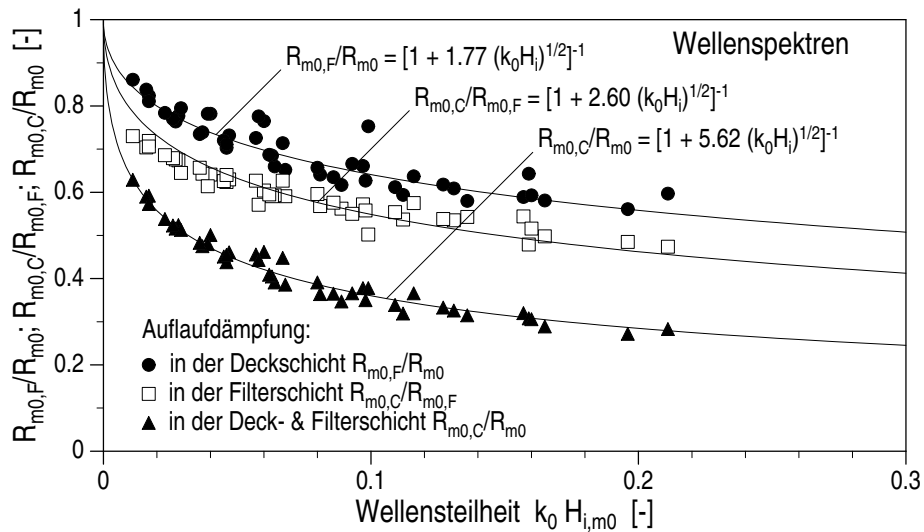


Abb. 8.7: Wellenaufauddämpfung in der Deck- und Filterschicht für Wellenspektren

Die gedämpfte Auflaufhöhe R' unterhalb einer Böschungsschicht ist in erster Linie abhängig von der Auflaufhöhe R_0 oberhalb dieser Schicht. Daneben nimmt die Auflaufdämpfung mit der Wellenhöhe zu und mit dem Quadrat der Wellenperiode ($k_0 \propto T^2$) ab. Die Durchlässigkeit der einzelnen Böschungsschichten nimmt somit mit der Wellenhöhe ab und mit der Wellenlänge zu. Die Auflaufdämpfung R'/R_0 innerhalb einer Böschungsschicht wurde in Abhängigkeit der Wellensteilheit k_0/H_i durch den folgenden empirischen Ansatz beschrieben:

$$\frac{R'}{R_0} = \frac{1}{1 + \kappa_{rd} \sqrt{k_0 H_i}} \quad (8.2)$$

mit: R' – gedämpfte Auflauhöhe (unterhalb der betrachteten Böschungsschicht)
 R_0 – Auflauhöhe oberhalb der jeweiligen Schicht
 κ_{rd} – Dämpfungskoeffizient für den Wellenaufbau
 H_i – Höhe der anlaufenden Wellen im Nahfeld

Die aus den Meßwerten ermittelten Aufbaufkoeffizienten κ_{rd} sind in Tab. 8.3 für regelmäßige Wellen und für Wellenspektren zusammengefaßt. Die relative Standardabweichung der nach Gl. 8.2 mit den Koeffizienten κ_{rd} nach Tab. 8.3 berechneten Auflauhöhen R gegenüber den Meßwerten beträgt für regelmäßige Wellen 7.3 % – 13.7 % und für Wellenspektren 3.4 % – 5.2 %.

Tab. 8.3: Dämpfungskoeffizient κ_{rd} für die Abnahme der Wellenaufbauhöhen in der Deck- und Filterschicht

Böschungs- schicht	Aufbau- höhen R'/R_0	regelmäßige Wellen			Wellenspektren	
		Aufbau- koeffizient κ_{rd}	Standard- abweichung σ_κ		Aufbau- koeffizient κ_{rd}	Standard- abweichung σ_κ
Deckschicht	R_F/R	1.56	0.108 (23.4 %)		1.77	0.068 (14.9 %)
Filterschicht	R_C/R_F	2.60	0.115 (15.6 %)		2.60	0.077 (11.1 %)
gesamt ¹⁾	R_C/R	5.25	0.337 (21.3 %)		5.62	0.108 (7.2 %)

¹⁾ Aufbaudämpfung in der Deck- und Filterschicht

Die Aufbaudämpfung in der Deckschicht und in der Filterschicht ist qualitativ sehr ähnlich (s. Abb. 8.6 und Abb. 8.7). In der Filterschicht ist die Reduktion der Auflauhöhe jedoch um ca. 25 % höher als in der Deckschicht. Insgesamt ist die Aufbaudämpfung bei Wellenspektren geringfügig stärker als bei regelmäßigen Wellen.

Bei den Untersuchungen mit regelmäßigen Wellen ergibt sich die z -Ordinate des höchsten Aufbaus aus der Auflauhöhe R , der Asymmetrie des Aufbaus R_u/R und dem Anstieg der mittleren Wasserspiegellage $\bar{\eta}$. Die Auflauhöhe auf den Böschungsschichten kann mit Gl. 8.2 abgeschätzt werden und der Set-up kann mit Gl. 8.1 und Tab. 8.2 bestimmt werden. Die Asymmetrie des Aufbaus auf der Deckschicht, auf der Filterschicht und auf dem Kern (bezogen auf die mittlere Wasserspiegellage) ist in Abb. 8.8 über der Nichtlinearität der anlaufenden Wellen im Nahfeld aufgetragen. Daneben ist die Asymmetrie fortschreitender Wellen nach Gl. 5.7 und teilstehender Wellen nach Gl. 5.29 dargestellt.

Die Asymmetrie des Aufbaus auf der Deckschicht entspricht weitgehend der Asymmetrie teilstehender Wellen (vgl. Abschnitt 6.2). Beim Aufbau auf der Filterschicht ist die Aufbauasymmetrie deutlich geringer. Die Meßwerte sind im Mittel um 6 % kleiner als die Asymmetrie nach Gl. 5.29 und haben eine Standardabweichung von 0.049 (8.7 %). Beim Aufbau auf der Oberfläche des Wellenbrecherkerns nimmt die Asymmetrie weiter ab. Sie ist im Mittel um 9 % kleiner als die Asymmetrie teilstehender Wellen bei einer Standardabweichung von 0.075 (14.0 %).

Bei den Untersuchungen mit unregelmäßigen Wellen wurden die in Tab. 8.4 zusammengefaßten Kennwerte der Auflauhöhenverteilung R/R_{m0} ermittelt. Die Werte für die Filterschicht entsprechen annähernd exakt der Auflauhöhenverteilung auf der Deckschicht (Tab. 6.1). Auf

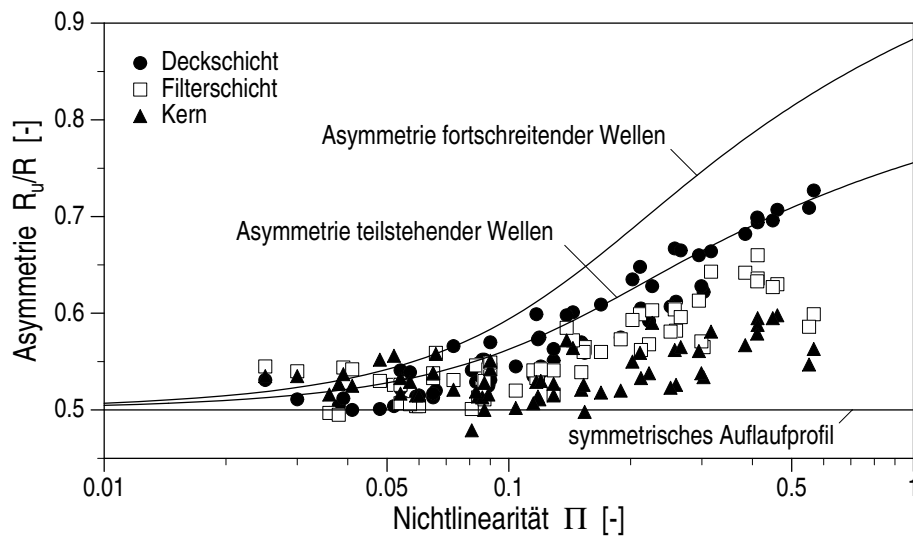


Abb. 8.8: Asymmetrie des Wellenaufbaus auf der Deckschicht, auf der Filterschicht und auf dem Kern

der Oberfläche des Kerns ist eine überproportionale Abnahme der größten Auflaufhöhen zu beobachten, die auf die Zunahme der Auflaufdämpfung mit zunehmender Wellenhöhe (s. Gl. 8.2) zurückzuführen ist. Insgesamt entspricht die Auflaufhöhenverteilung auf der Filterschicht und auf dem Kern in guter Näherung einer RAYLEIGH-Verteilung.

Tab. 8.4: Auflaufhöhenverteilung im Auflaufspektrum auf der Filterschicht und auf dem Wellenbrecherkern

Böschungsschicht	Wellenhöhenverhältnis	Sollwert ¹⁾ R/R_{m0}	Mittelwert $R^* = \overline{R/R_{m0}}$	Standardabweichung σ_{R^*}	
Filterschicht	R_m/R_{m0}	0.63	0.65	0.033	(5.4 %)
	$R_{1/3}/R_{m0}$	1.00	0.98	0.019	(3.1 %)
	$R_{1/10}/R_{m0}$	1.27	1.26	0.041	(6.7 %)
	R_{max}/R_{m0}	1.50	1.52	0.061	(10.1 %)
Wellenbrecherkern	R_m/R_{m0}	0.63	0.65	0.024	(6.6 %)
	$R_{1/3}/R_{m0}$	1.00	0.96	0.011	(3.1 %)
	$R_{1/10}/R_{m0}$	1.27	1.22	0.031	(8.7 %)
	R_{max}/R_{m0}	1.50	1.47	0.056	(15.5 %)

¹⁾ theoretischer Verhältniswert für eine RAYLEIGH-Verteilung

²⁾ gemessener Verhältniswert

8.2.2 Wasserspiegelgradienten

Allgemeine Beschreibung

Die Strömungsprozesse im Böschungsbereich des Wellenbrechers werden maßgeblich durch die Wasserspiegelgradienten über der Böschung und im Böschungskörper beeinflusst.

Untersucht werden der mittlere Wasserspiegelgradient $\Delta\eta/\Delta x$ in der Deckschicht, in der Filterschicht und im böschungsnahen Bereich des Kerns (Abb. 8.9). Dabei wird im Kern der mittlere Wasserspiegelgradient über 25 cm der Wasserspiegellinie ermittelt (Strecke CD in Abb. 8.9). Diese Strecke ist hinreichend lang für eine relativ genaue Bestimmung des Wasserspiegelgradienten und kurz genug, um die maximalen Gradienten im Übergang zur Filterschicht zu erfassen.

Den Wasserspiegelgradienten in der Deckschicht erhält man durch lineare Interpolation der Auflaufmessungen auf der Deckschicht und auf der Filterschicht. Ebenso wurde der Gradient in der Filterschicht mit den Auflaufmessungen auf der Filterschicht und auf dem Kern bestimmt. Der mittlere Wasserspiegelgradient bei der Infiltration in den Kern wurde aus dem durch Spline-Interpolation rekonstruierten Wasserspiegelverlauf im Bauwerk ermittelt.

Betrachtet werden die Wasserspiegelgradienten zum Zeitpunkt des höchsten Wellenaufbaus und des tiefsten Wellenrücklaufs auf der Deckschicht sowie die größten positiven und negativen Gradienten innerhalb des gesamten Wellenzyklus, die in der Regel nicht zu den beiden letztgenannten Zeitpunkten auftreten. Mit dem in Abb. 7.5 definierten Koordinatensystem treten positive Wasserspiegelgradienten vor allem beim Wellenrücklauf auf (Ausströmung) und negative Gradienten beim Wellenaufbau (Einströmung).

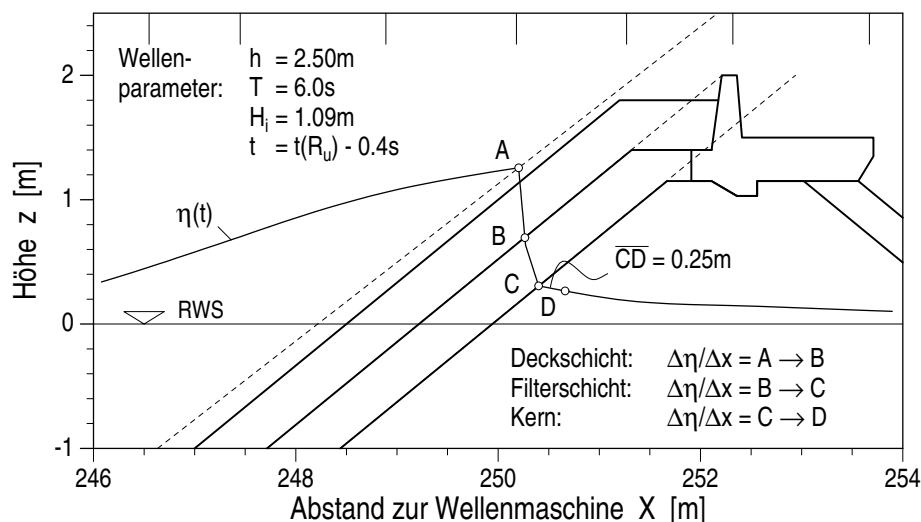


Abb. 8.9: Vorgehen bei der Ermittlung der Wasserspiegelgradienten $\Delta\eta/\Delta x$ in der Deckschicht, in der Filterschicht und im Kern

Die Mittelwerte aller bei Versuchen mit regelmäßigen Wellen bestimmten Wasserspiegelgradienten sind in Tab. 8.5 für die Zeitfenster 2 (Versuchsanfang) und 4 (Versuchsende) zusammengestellt.

Tab. 8.5: Mittelwerte der Wasserspiegelgradienten $\Delta\eta/\delta x$ mit (ZF 4) und ohne (ZF 2) Set-up Einfluß für regelmäßigen Wellen

Böschungsbereich	größter negativer WS-Gradient		größter positiver WS-Gradient		WS-Gradient beim höchsten Wellenauflauf		WS-Gradient beim tiefsten Wellenrücklauf	
	$(\Delta\eta/\Delta x)_-$		$(\Delta\eta/\Delta x)_+$		$\Delta\eta/\Delta x(R_u)$		$\Delta\eta/\Delta x(R_d)$	
	ZF 2	ZF 4	ZF 2	ZF 4	ZF 2	ZF 4	ZF 2	ZF 4
Deckschicht	-0.432	-0.396	0.144	0.146	-0.307	-0.273	0.116	0.122
Filterschicht	-0.500	-0.473	0.114	0.115	-0.441	-0.399	0.088	0.090
Kern	-0.193	-0.145	0.083	0.091	-0.116	-0.081	0.034	0.035

Die *größten negativen Wasserspiegelgradienten* treten bei der Einströmung in der Filterschicht auf (Tab. 8.5). Die negativen Gradienten sind in der Deckschicht geringfügig kleiner (ca. 15 %) und im Kern deutlich kleiner (ca. 65 %) als in der Filterschicht.

Die *größten positiven Wasserspiegelgradienten* wurden bei der Ausströmung in der Deckschicht beobachtet. Die Abnahme der Gradienten von der Deckschicht zur Filterschicht und von der Filterschicht zum Kern beträgt jeweils etwa 20 %.

Beim *höchsten Wellenauflauf* sind die Wasserspiegelgradienten im Böschungsbereich negativ. Die größten Gradienten wurden ebenfalls in der Filterschicht gemessen. Die Gradienten in der Filterschicht und im Kern sind demgegenüber um ca. 30 % bzw. um 75 % reduziert.

Beim *tiefsten Wellenrücklauf* sind die Wasserspiegelgradienten positiv. Die größten Gradienten wurden in der Deckschicht ermittelt. Die Gradienten in der Filterschicht und im Kern sind um ca. 25 % und ca. 70 % geringer.

Durch den *Set-up im Bauwerk* sind die am Versuchsende (Zeitfenster 4) beobachteten negativen Wasserspiegelgradienten in der Deck- und Filterschicht etwa 10 % kleiner als die Gradienten am Versuchsanfang. Im Kern sind sie ca. 30 % kleiner. Die positiven Wasserspiegelgradienten sind am Versuchsende um etwa 5 % größer als zu Beginn des Versuchs. Der Set-up im Bauwerk reduziert die negativen und vergrößert die positiven Wasserspiegelgradienten. Er vermindert damit die Einströmung in das Bauwerk und verstärkt die Ausströmung. Besonders deutlich sind diese Unterschiede im Kernbereich des Wellenbrechers, wo sich der Set-up erst allmählich über die Versuchszeit aufbaut.

Insgesamt sind die Wasserspiegelgradienten beim höchsten Wellenauflauf und beim tiefsten -rücklauf auf der Deckschicht deutlich kleiner als die größten positiven und negativen Wasserspiegelgradienten innerhalb des gesamten Wellenzyklus. Die größten Strömungsgeschwindigkeiten im Böschungsbereich treten somit während des gesamten Wellenaufbaus bzw. -rücklaufs auf und nicht zum Zeitpunkt der maximalen Wasserspiegelauslenkung.

Berechnungsansätze

Für die Beschreibung der Wasserspiegelgradienten im Böschungsbereich wurde angenommen, daß der Gradient $\Delta\eta/\Delta x$ abhängig von der Auflaufgeschwindigkeit auf der Deckschicht ist.

Darüber hinaus wurde ein annähernd sinusförmiger Verlauf der Wasserspiegelauslenkungen auf der Böschung angenommen (s. Abb. 8.5), so daß die Amplitude der Auflaufgeschwindigkeit durch $R g k / \omega$ angenähert werden kann (entsprechend der horizontalen Partikelgeschwindigkeit einer Flachwasserwelle nach linearer Wellentheorie). Mit dem Wellenaufbau R nach Gl. 6.3 und durch Multiplikation mit $\sqrt{g d_{n50}}$ erhält man den folgenden dimensionslosen Einflußparameter κ_r für den Wasserspiegelgradienten im Böschungsbereich:

$$\frac{\Delta \eta}{\Delta x} = f(\kappa_r) \quad \text{mit:} \quad \kappa_r = H_i (1 + K_r) \frac{k}{\omega} \sqrt{\frac{g}{d_{n50}}} \quad (8.3)$$

In den Abb. 8.10 bis 8.12 sind die Wasserspiegelgradienten in der Deck- und Filterschicht sowie bei der Einströmung in den Kern in Abhängigkeit von dem Einflußparameter κ_r nach Gl. 8.3 dargestellt. Aufgetragen wurde der $\arctan(\Delta \eta / \Delta x) 2 / \pi$, so daß Werte von ± 1 einem vertikalen Verlauf der Wasserspiegellinie entsprechen. Es wurden jeweils die größten positiven $(\Delta \eta / \Delta x)_+$ und negativen $(\Delta \eta / \Delta x)_-$ Wasserspiegelgradienten dargestellt. Zum Vergleich wurden darüber hinaus die Wasserspiegelgradienten zum Zeitpunkt des höchsten Wellenaufbaus $\Delta \eta / \Delta x(R_u)$ und des tiefsten -rücklaufs $\Delta \eta / \Delta x(R_d)$ aufgetragen.

In der *Deckschicht* nehmen die größten negativen Wasserspiegelgradienten $(\Delta \eta / \Delta x)_{min}$ mit κ_r^2 zu (Abb. 8.10). In einigen Fällen wurden vertikale oder annähernd vertikale Wasserspiegelverläufe beobachtet. Die größten positiven Wasserspiegelgradienten $(\Delta \eta / \Delta x)_{max}$ sind proportional zu κ_r . Die größten Werte liegen bei 0.3 und sind damit deutlich kleiner als die größten negativen Gradienten. Die Wasserspiegelgradienten beim höchsten Wellenaufbau und beim tiefsten -rücklauf zeigen qualitativ ähnliche Verläufe wie die maximalen Gradienten, weisen aber insgesamt eine etwas größere Streuung auf und sind deutlich kleiner.

In der *Filterschicht* sind die Wasserspiegelgradienten den Gradienten in der Deckschicht qualitativ ähnlich (Abb. 8.11). Die größten negativen Gradienten $(\Delta \eta / \Delta x)_{min}$ sind etwas größer als in der Deckschicht. Dementsprechend treten vertikale oder annähernd vertikale Wasserspiegelverläufe häufiger auf. Die größten positiven Wasserspiegelgradienten $(\Delta \eta / \Delta x)_{max}$ sind proportional zu $\sqrt{\kappa_r}$ und insgesamt etwas geringer als in der Deckschicht. Die Wasserspiegelgradienten beim höchsten Wellenaufbau und beim tiefsten -rücklauf haben wie in der Deckschicht einen ähnlichen Verlauf, sind aber kleiner.

Im *Kern* sind die größten positiven und negativen Wasserspiegelgradienten (Abb. 8.12) proportional zu κ_r und sehr viel kleiner als die Gradienten in der Deck- und Filterschicht. Die bei den vorliegenden Untersuchungen ermittelten Werte liegen zwischen -0.45 und $+0.2$. Auch hier sind die Gradienten beim höchsten Wellenaufbau und beim tiefsten -rücklauf deutlich kleiner als die maximalen Wasserspiegelgradienten.

In Tab. 8.6 sind die empirischen Näherungsfunktionen für den Wasserspiegelgradienten $\Delta \eta / \Delta x = f(\kappa_r)$ in der Deckschicht, in der Filterschicht und im Kern zusammengefaßt. Betrachtet werden der maximale positive und negative Gradient in jeder Schicht sowie die Gradienten zum Zeitpunkt des höchsten Wellenaufbaus und des tiefsten -rücklaufs auf der Deckschicht. Beim Vergleich der Gradienten in verschiedenen Böschungsbereichen ist zu berücksichtigen, daß der Koeffizient κ_r vom nominalen Steindurchmesser d_{n50} abhängig ist und somit mit dem jeweiligen Steinmaterial variiert.

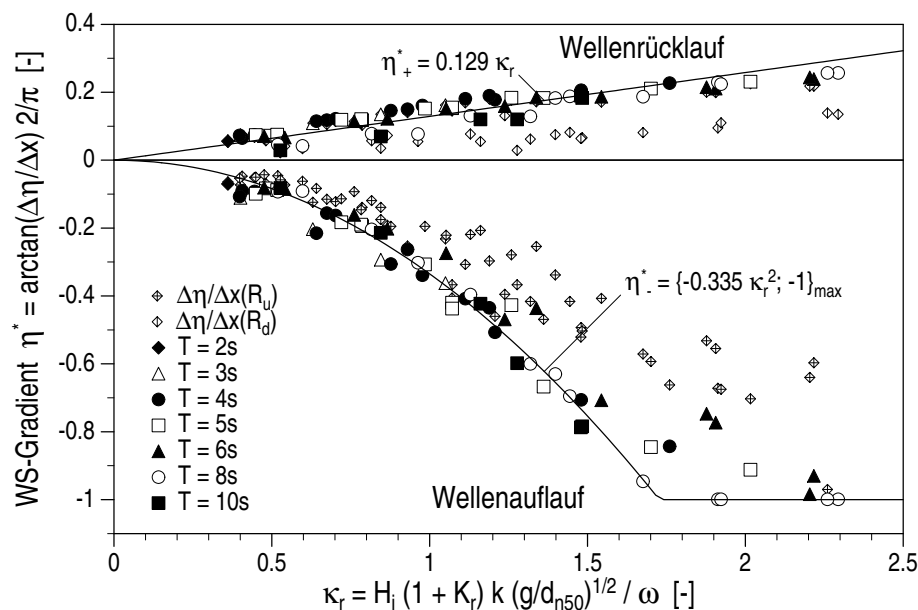


Abb. 8.10: Maximale positive und negative Wasserspiegelgradienten in der Deckschicht sowie die Wasserspiegelgradienten zum Zeitpunkt des höchsten Wellenaufbaus und des tiefsten Wellenrückbaus in Abhängigkeit vom Aufbaufkoeffizienten κ_r

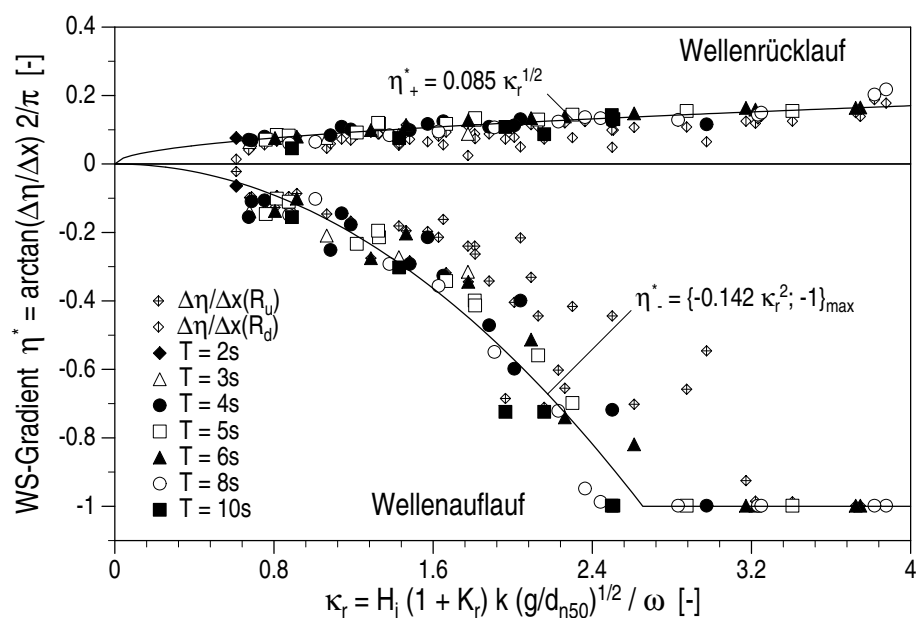


Abb. 8.11: Maximale positive und negative Wasserspiegelgradienten in der Filterschicht sowie die Wasserspiegelgradienten zum Zeitpunkt des höchsten Wellenaufbaus und des tiefsten Wellenrückbaus in Abhängigkeit des Aufbaufkoeffizienten κ_r

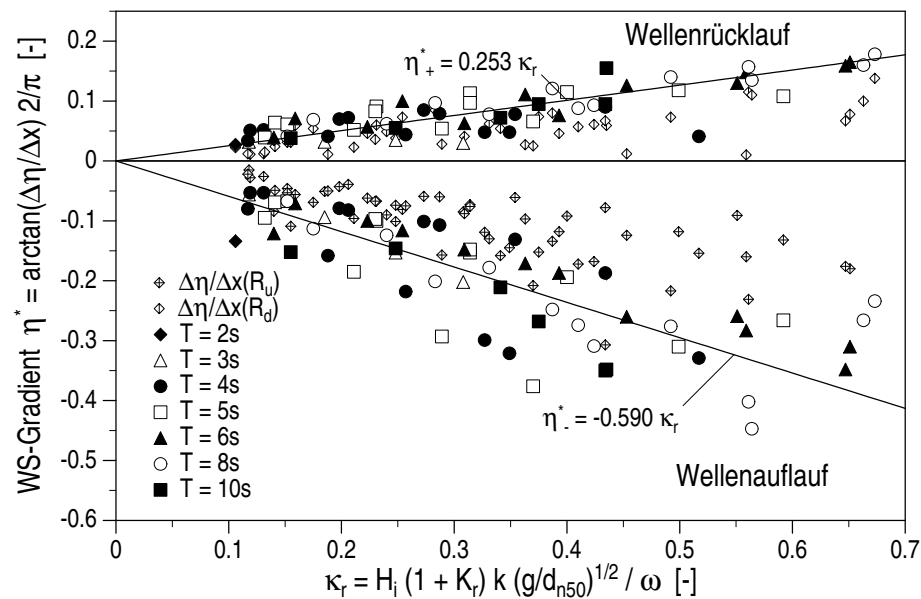


Abb. 8.12: Maximale positive und negative Wasserspiegelgradienten im Kern sowie die Wasserspiegelgradienten zum Zeitpunkt des höchsten Wellenaufbaus und des tiefsten Wellenrückbaus in Abhängigkeit des Aufbaufkoeffizienten κ_r

Tab. 8.6: Wasserspiegelgradienten in der Deckschicht, in der Filterschicht und im Kern des Wellenbrechers

Bereich	WS-Gradient $\Delta\eta/\Delta x$	Näherung für $\arctan(\Delta\eta/\Delta x) 2/\pi$	Standardabweichung $\sigma_{\Delta\eta/\Delta x}$	
Deckschicht ($0.3 < \kappa_r < 2.5$)	$(\Delta\eta/\Delta x)_{min}$	$\max.\{-0.335 \kappa_r^2; -1\}$	0.046	(14.7 %)
	$(\Delta\eta/\Delta x)_{max}$	$0.129 \kappa_r$	0.026	(18.1 %)
	$\Delta\eta/\Delta x(R_u)$	$-0.233 \kappa_r^2$	0.057	(26.5 %)
	$\Delta\eta/\Delta x(R_d)$	$0.103 \kappa_r$	0.051	(43.8 %)
Filterschicht ($0.6 < \kappa_r < 4$)	$(\Delta\eta/\Delta x)_{min}$	$\max.\{-0.142 \kappa_r^2; -1\}$	0.077	(21.8 %)
	$(\Delta\eta/\Delta x)_{max}$	$0.085 \sqrt{\kappa_r}$	0.016	(13.9 %)
	$\Delta\eta/\Delta x(R_u)$	$-0.121 \kappa_r^2$	0.120	(39.6 %)
	$\Delta\eta/\Delta x(R_d)$	$0.066 \sqrt{\kappa_r}$	0.023	(26.1 %)
Kern ($0.1 < \kappa_r < 0.7$)	$(\Delta\eta/\Delta x)_{min}$	$-0.590 \kappa_r$	0.062	(31.9 %)
	$(\Delta\eta/\Delta x)_{max}$	$0.253 \kappa_r$	0.024	(28.3 %)
	$\Delta\eta/\Delta x(R_u)$	$-0.354 \kappa_r$	0.055	(47.1 %)
	$\Delta\eta/\Delta x(R_d)$	$0.155 \kappa_r$	0.024	(47.7 %)

Für die vorliegenden Untersuchungen ist der Koeffizient κ_r nach Gl. 8.3 gut zur Beschreibung der Wasserspiegelgradienten im Böschungsbereich geeignet. Dabei ist jedoch zu beachten, daß die Wasserspiegelgradienten neben der durch κ_r berücksichtigten Auflaufgeschwindigkeit auf der Deckschicht auch von der Böschungsgeometrie und vom Aufbau der einzelnen Böschungsschichten abhängen. Diese Einflußgrößen wurden bei den Untersuchungen im GWK nicht variiert und können somit bei der empirischen Beschreibung der Wasserspiegelgradienten (s. Tab. 8.6) nicht berücksichtigt werden. Diese Einschränkungen sind bei der Übertragung der Ergebnisse zu beachten.

8.2.3 Internes Wellenbrechen

Ein annähernd vertikaler Verlauf der Wasserspiegellinie im Inneren des Wellenbrechers stellt eine Störung des kontinuierlichen Wasserspiegelverlaufs dar (Diskontinuität), die in der Regel mit hohem Lufteintrag verbunden ist. Eine solche Konstellation wird als internes Wellenbrechen bezeichnet.

Für jede Schicht konnten die kritischen Wellenverhältnisse, die zum internen Wellenbrechen führen, mit dem Parameter $\kappa_{r,krit}$ nach Gl. 8.3 beschrieben werden. Beim Vergleich der Abb. 8.10 und 8.11 erkennt man jedoch, daß der Parameter $\kappa_{r,krit}$ für die verschiedenen Schichten variiert und somit als Brechkriterium für das gesamte Bauwerk nicht geeignet ist.

Internes Wellenbrechen tritt auf, wenn die Auflaufgeschwindigkeit auf der Oberfläche einer Böschungsschicht größer ist als die vertikale Sickergeschwindigkeit in der betreffenden Schicht (HANNOURA & MCCORQUODALE, 1985). Unter der Voraussetzung, daß der turbulente Widerstandsterm maßgeblich für den hydraulischen Widerstand im Böschungsbereich ist, ergibt sich die maximale vertikale Sickergeschwindigkeit (für einen Gradient $I = 1$) nach Gl. 2.7 zu:

$$w_{f,max} \approx \frac{1}{\sqrt{b}}$$

Weiterhin wird angenommen, daß die Amplitude der Auflaufgeschwindigkeit auf der Oberfläche der betrachteten Böschungsschicht durch $R_0 n_0 gk/\omega$ näherungsweise beschrieben wird. Mit dem empirischen Korrekturterm $(1 + n/n_0)$ erhält man den dimensionslosen Koeffizienten κ_{rf} zur Abschätzung des kritischen Wasserspiegelgradienten in einer Böschungsschicht des untersuchten Wellenbrechers:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta\eta}{\Delta x} \right)_{krit} &= f(\kappa_{rf}) \\ \kappa_{rf} &= R_0 n_0 \frac{gk}{\omega} \sqrt{b} \left(1 + \frac{n}{n_0} \right) \end{aligned} \quad (8.4)$$

- mit: R_0 – Wellenaufbauhöhe auf der Oberfläche der betrachteten Böschungsschicht [m]
 n – Porosität der betrachteten Böschungsschicht [–]
 n_0 – Porosität im Bereich oberhalb der betrachteten Böschungsschicht [–]
(für die Deckschicht ist $n_0 = 1$)
 b – quadratischer Forchheimerkoeffizient für die betrachtete Schicht [s²/m²]

In Abb. 8.13 sind die Meßwerte der größten negativen Wasserspiegelgradienten in der Deck- und Filterschicht sowie bei der Einströmung in den Kern über dem Einflußparameter für das interne Wellenbrechen nach Gl. 8.4 aufgetragen. Internes Wellenbrechen ist danach für Werte $\kappa_{rf} \geq 7.2$ zu erwarten.

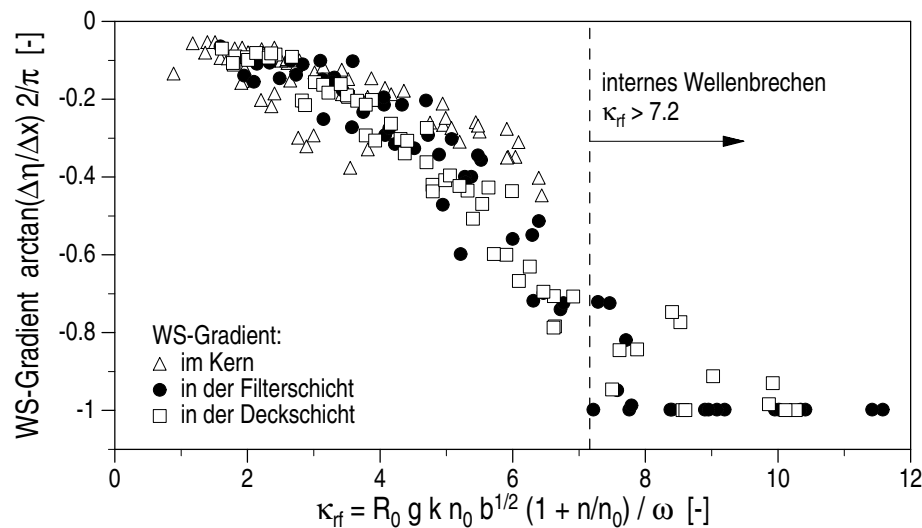


Abb. 8.13: Kriterium für das interne Wellenbrechen im Böschungsbereich des Wellenbrechermodells im GWK

Man erkennt in Abb. 8.13, daß der Einflußparameter nach Gl. 8.4 für die vorliegenden Untersuchungen gut zur Vorhersage des internen Wellenbrechens geeignet ist. Bei der Übertragung dieser Ergebnisse ist jedoch zu berücksichtigen, daß die Böschungsgeometrie und der Schichtaufbau wesentliche Einflußgrößen sind, die bei den vorliegenden Untersuchungen nicht variiert wurden und daher durch Gl. 8.4 nicht erfaßt werden konnten.

8.3 Druckverteilung im Böschungsbereich

Die gesamte Komplexität der Strömungsprozesse im Böschungsbereich erschließt sich erst aus der Druckverteilung im gesamten Böschungskörper sowie deren räumlicher und zeitlicher Entwicklung. Deshalb wurden umfangreiche Druckmessungen bei den Untersuchungen im GWK vorgenommen (s. Abb. 4.4), so daß der Druck die meßtechnisch am ausführlichsten und genauesten erfaßte Größe darstellt.

Das Hauptziel der Untersuchungen in diesem Abschnitt ist es, ein detailliertes Bild der Druckverteilung im Böschungskörper zu zeichnen. Die Druckverteilung und die Druckgradienten sollen zunächst anschaulich beschrieben werden. Darüber hinaus sollen die auftretenden Extremwerte quantifiziert werden.

Zunächst wird die welleninduzierte Druckverteilung am und im Bauwerk dargestellt. Anschließend werden die größten Druckgradienten in den verschiedenen Böschungsschichten analysiert und beschrieben.

Bislang liegen keine analytischen Ansätze zur Abschätzung der welleninduzierten Porenwasserdrücke in einer mehrschichtigen Wellenbrecherböschung vor. Ebenso wenig können die im Böschungskörper und an den Schichtgrenzen auftretenden Druckgradienten vorhergesagt werden.

8.3.1 Druckverteilung

Entwicklung des Druckfeldes über eine Wellenperiode

Die Druckverteilung im gesamten Bauwerk wurde durch Simultananalyse und Interpolation ermittelt (vgl. Abschnitt 4.4). Zwischen den charakteristischen Drucklinien im Bauwerk und dem Wasserspiegelverlauf wurde die vertikale Druckverteilung entlang äquidistanter senkrechter Linien durch Spline-Interpolation berechnet (vgl. Abb. 4.5). Auf diese Weise wurde ein Raster mit einer Maschenweite $\Delta x = \Delta z = 0.1 \text{ m}$ über das gesamte Bauwerk gelegt und jedem Rasterpunkt wurden zu jedem Zeitpunkt ein Porenwasserdruck und eine lokale Wasserspiegelauslenkung zugeordnet. Aus diesem Raster wurden Linien gleicher Druckhöhen $p/\rho g$ sowie die lokalen Druckgradienten bestimmt.

Die Entwicklung der Druckverteilung innerhalb eines Wellenzyklus am und im Wellenbrecher ist in Abb. 8.14 und Abb. 8.15 beispielhaft für eine regelmäßige Welle mit $T = 6 \text{ s}$, $H_i = 0.93 \text{ m}$ und $h = 2.49 \text{ m}$ dargestellt.

Die Entwicklung der *Druckverteilung während des Wellenrücklaufs* auf der Deckschicht zeigt Abb. 8.14. Ausgehend vom höchsten Wellenauflauf (Abb. 8.14 a) wird in den folgenden Bildern die Druckverteilung beim einsetzenden Wellenrücklauf (Abb. 8.14 b) und beim weiter fortgeschrittenen Rücklauf (Abb. 8.14 c) dargestellt.

Kennzeichnend für den in Abb. 8.14 a dargestellten höchsten Wellenauflauf sind hohe Druckgradienten im oberflächennahen Bereich der Deck- und Filterschicht (oberhalb des RWS). Sie verursachen eine starke Einströmung, die annähernd normal zur Böschungsoberfläche gerichtet ist. Unterhalb des Ruhewasserspiegels überwiegen in der Deckschicht böschungsparelle, abwärts gerichtete Strömungsanteile. In der Filterschicht mischen sich böschungsparelle und böschungsnormale Strömungen. Fast über die gesamte Tiefe erfolgt eine Einströmung in den Wellenbrecherkern. Die größten Strömungsgeschwindigkeiten treten dabei im oberflächennahen Bereich auf.

Beim einsetzenden Wellenrücklauf (Abb. 8.14 b) überwiegen in der Deckschicht böschungsparelle, abwärts gerichtete Strömungsanteile. In der Filterschicht mischen sich weiterhin böschungsparelle und böschungsnormale Strömungskomponenten. Der Wasserspiegel im Kern ist deutlich angestiegen. Dadurch werden die Druckgradienten im Übergang von der Filterschicht zum Kern reduziert. Weiterhin strömt jedoch Wasser aus der Filterschicht in den Kern ein.

Beim fortgeschrittenen Wellenrücklauf (Abb. 8.14 c) sind die Strömungen in der Deck- und Filterschicht überwiegend böschungsparell. Die Einströmung in den Kern endet und am Fuß der Böschung entsteht eine deutliche, horizontal gerichtete Ausströmung. Während des gesamten Wellenrücklaufs auf der Deckschicht ist der Wasserspiegel im Kern des Wellenbrechers erhöht. Somit stellt sich beim Übergang von der Einströmung in den Kern zur Ausströmung kein vorübergehender „Zustand relativer Ruhe“ wie beim Wellenauflauf ein (vgl. Abb. 8.15 b).

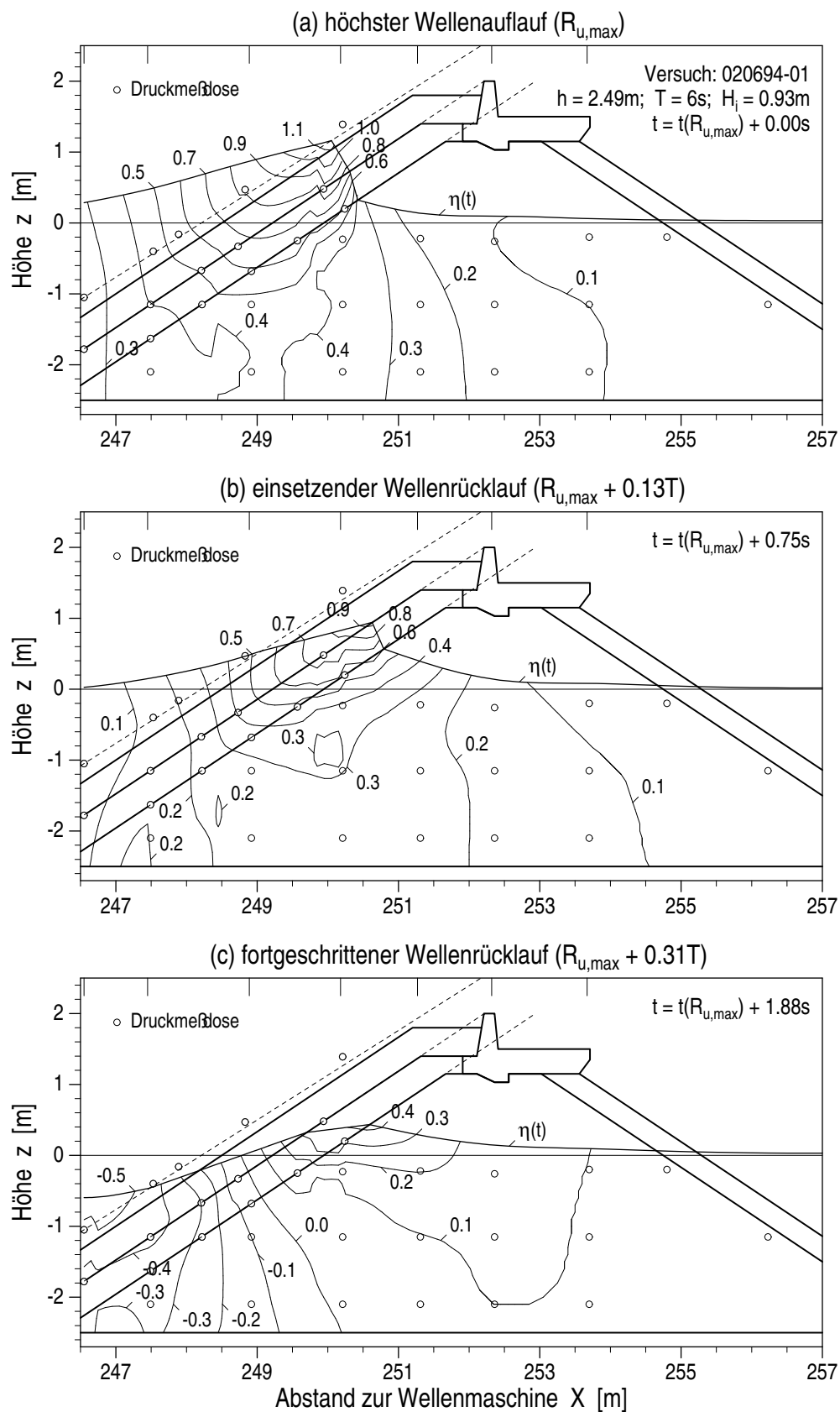


Abb. 8.14: Linien gleicher Druckhöhe $p/\rho g$ [m] im Bauwerk beim Wellenrücklauf einer regelmäßigen Welle ($T = 6\text{ s}$, $H_i = 0.93\text{ m}$, $h = 2.49\text{ m}$) für die Zeitpunkte: (a) höchster Wellenauflauf auf der Deckschicht ($t = t(R_{u,max})$), (b) einsetzender Wellenrücklauf ($t = t(R_{u,max}) + 0.13 T$) und (c) annähernd vollständiger Wellenrücklauf ($t = t(R_{u,max}) + 0.31 T$)

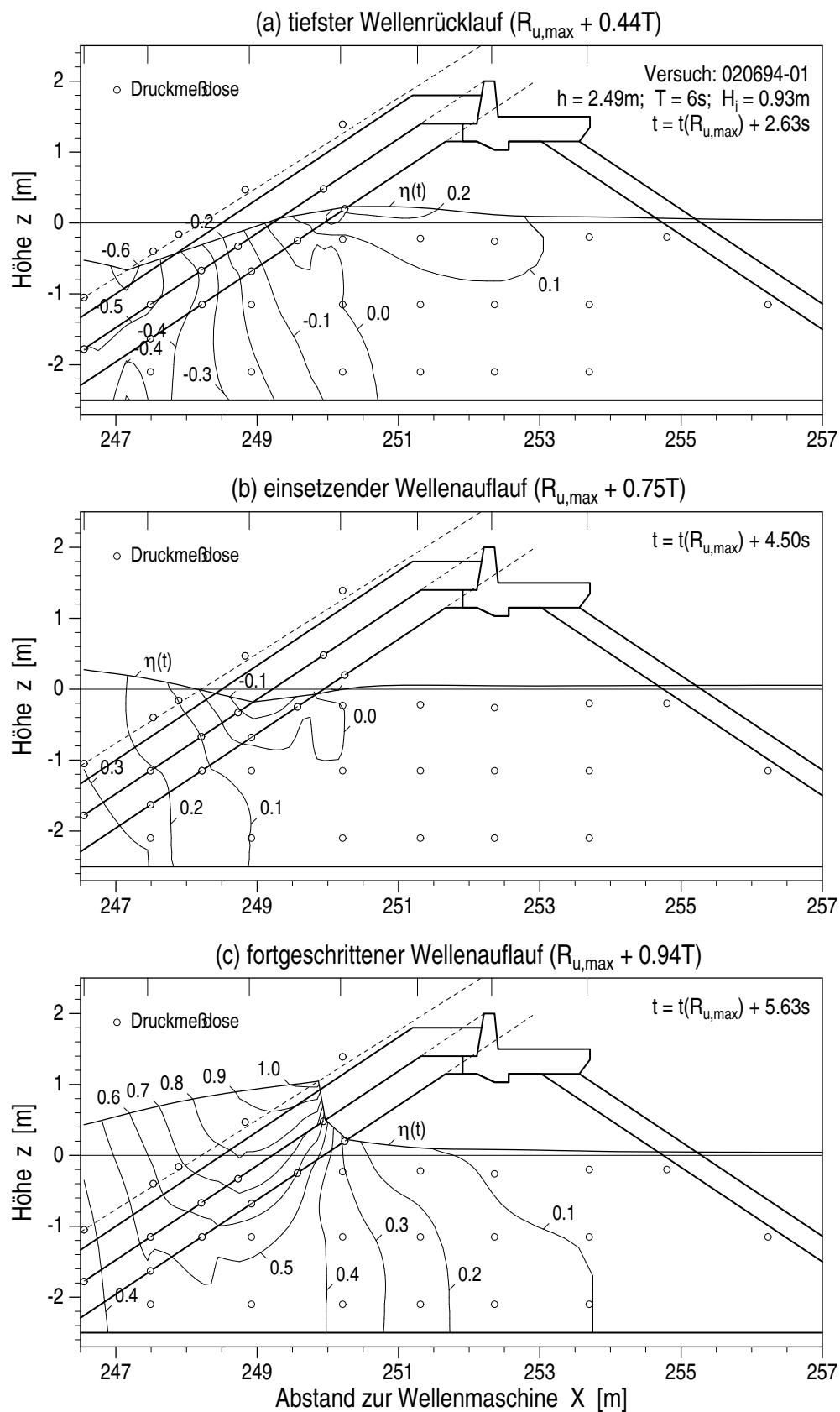


Abb. 8.15: Linien gleicher Druckhöhe $p/\rho g$ [m] im Bauwerk während des Wellenaufbaus einer regelmäßigen Welle ($T = 6\text{ s}$, $H_i = 0.93\text{ m}$, $h = 2.49\text{ m}$) für die Zeitpunkte: (a) tiefster Wellenrücklauf auf der Deckschicht ($t = t(R_{u,max}) + 0.44 T$), (b) einsetzender Wellenaufbau ($t = t(R_{u,max}) + 0.75 T$) und (c) annähernd vollständiger Wellenaufbau ($t = t(R_{u,max}) + 0.94 T$)

Die *Druckverteilung beim Wellenauflauf* zeigt Abb. 8.15. Ausgehend vom tiefsten Wellenrücklauf auf der Deckschicht (Abb. 8.15 a) wird die Druckverteilung beim einsetzenden (Abb. 8.15 b) und beim fortgeschrittenen Wellenauflauf (Abb. 8.15 c) dargestellt.

Beim tiefsten Wellenrücklauf (Abb. 8.15 a) verläuft die Strömung im oberflächennahen Bereich der Deck- und Filterschicht weiterhin parallel zu den Schichtgrenzen. Die Einstromung in den Kern ist beendet und der Wasserspiegel im Kern beginnt zu sinken. Am Fuß der Böschung ist eine deutliche Ausströmung erkennbar, die im Kern überwiegend horizontal verläuft und in der Deck- und Filterschicht normal zur Böschungsoberfläche ausgerichtet ist.

Beim einsetzenden Wellenauflauf (Abb. 8.15 b) kommt es zwischen dem Ende der Ausströmung und dem erneuten Einsetzen der Einstromung zu einem annähernden „Stillstand“ der Strömungsprozesse im Bauwerk. Die Wasserspiegelauslenkungen am und im Bauwerk und die Druckgradienten sind zu diesem Zeitpunkt sehr gering. In der Deck- und Filterschicht setzt bereits eine böschungsparelle, aufwärts gerichtete Strömung ein, die den Wellenauflaufprozeß einleitet.

Mit fortschreitendem Wellenauflauf (Abb. 8.15 c) bilden sich deutliche Wasserspiegelgradienten in der Deck- und Filterschicht aus. Im gesamten Böschungsbereich (Deckschicht, Filterschicht und böschungsnaher Bereich des Kerns) überwiegen böschungsnormale Strömungsanteile, die zu einer starken Einstromung führen.

Einfluß der Wellenperiode auf die Druckverteilung

Der Einfluß der Wellenperiode auf die Druckverteilung im Bauwerk ist in Abb. 8.16 und Abb. 8.17 beispielhaft für eine kurzperiodische Welle mit $T = 4\text{ s}$ ($H_i = 0.97\text{ m}$ und $h = 2.49\text{ m}$) und eine langperiodische Welle mit $T = 8\text{ s}$ ($H_i = 1.01\text{ m}$ und $h = 2.52\text{ m}$) dargestellt.

Die *Druckverteilung während des Wellenaufbaus* ($0.06 T$ vor Erreichen des höchsten Aufbaus, vgl. Abb. 8.15 c) ist in Abb. 8.16 zu sehen. Die längere Welle ($T = 8\text{ s}$, Abb. 8.16 b) wird stärker am Bauwerk reflektiert und läuft deshalb höher auf der Böschung auf als die kürzere Welle ($T = 4\text{ s}$, Abb. 8.16 a). Dadurch bilden sich größere Wasserspiegelgradienten in der Deck- und Filterschicht aus (steilerer Verlauf der Wellenfront), und es entstehen größere Druckgradienten im oberflächennahen Bereich. Darüber hinaus ist die Druckverteilung im Bauwerk in beiden Fällen qualitativ sehr ähnlich.

Die *Druckverteilung während des Wellenrückbaus* ($0.25 T$ nach dem höchsten Wellenaufbau, vgl. Abb. 8.14 b und Abb. 8.14 c) ist in Abb. 8.17 dargestellt. Der Wellenrücklauf auf der Oberfläche vollzieht sich ähnlich für kurz- ($T = 4$, Abb. 8.17 a) und langperiodische Wellen ($T = 8$, Abb. 8.17 b).

Für $T = 4\text{ s}$ erfolgt jedoch zu diesem Zeitpunkt noch eine Einstromung von der Filterschicht in den Kern. Lediglich am Böschungsfuß ist eine leichte horizontale Ausströmung erkennbar.

Für $T = 8\text{ s}$ ist dagegen der Wasserspiegel im Kern stärker erhöht. In der Filterschicht ist der Wasserspiegel deswegen bereits seewärts geneigt. Die Ausströmung aus dem Kern erstreckt sich somit über die gesamte Wassertiefe, und am Böschungsfuß richtet sich die Strömung in der Deck- und Filterschicht bereits böschungsnormale aus.

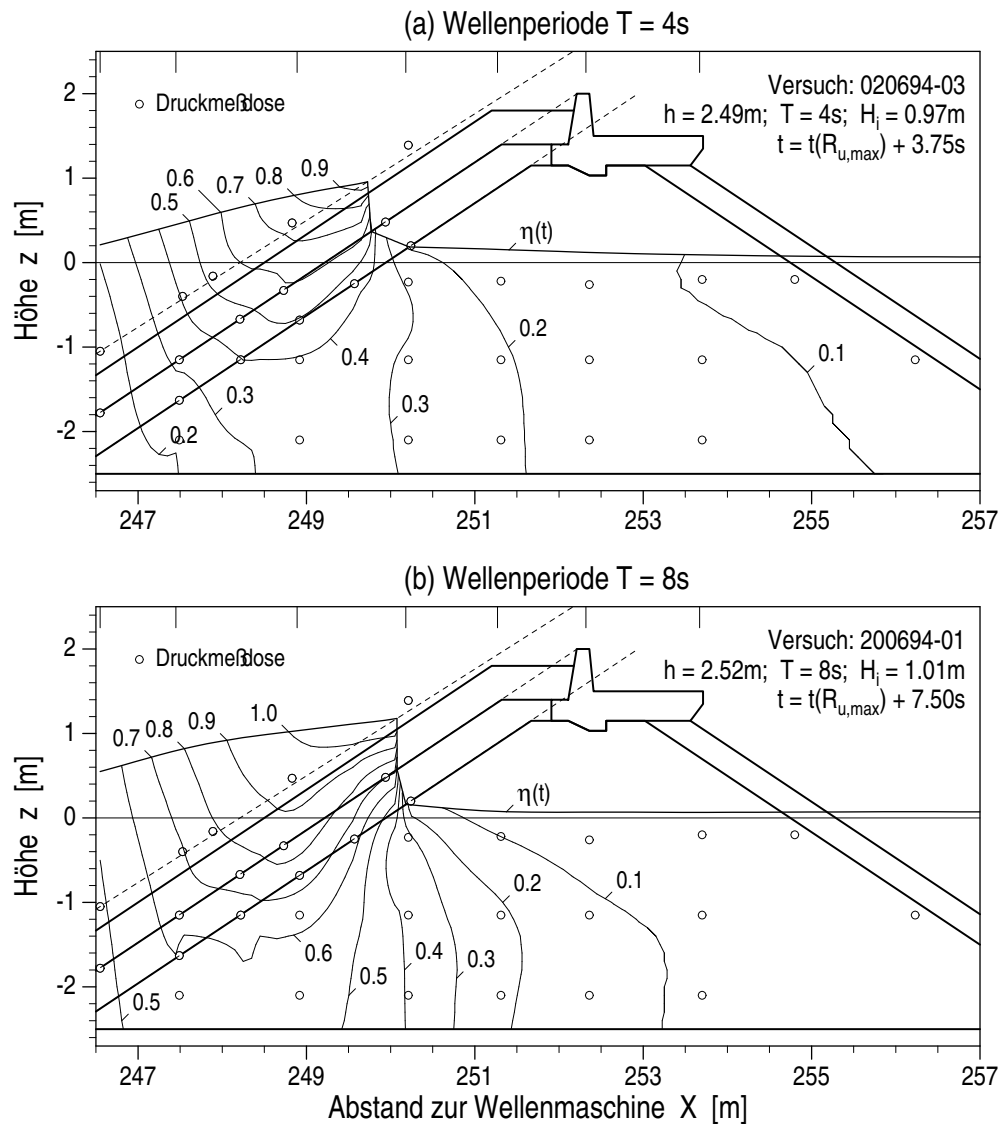


Abb. 8.16: Einfluß der Wellenperiode auf die Druckverteilung im Bauwerk beim Wellenauflauf regelmäßiger Wellen mit (a) $T = 4\text{ s}$, $H_i = 0.97\text{ m}$ und $h = 2.49\text{ m}$ ($t = t(R_{u,\max}) + 0.94 T$) und (b) $T = 8\text{ s}$, $H_i = 1.01\text{ m}$ und $h = 2.52\text{ m}$ ($t = t(R_{u,\max}) + 0.94 T$)

Einfluß der Wellenhöhe auf die Druckverteilung

Der Einfluß der Wellenhöhe auf die Druckverteilung im Bauwerk ist in Abb. 8.18 für zwei regelmäßige Wellen mit $T = 5\text{ s}$ und $H = 0.57\text{ m}$ ($h = 2.50\text{ m}$) sowie $H = 1.06\text{ m}$ ($h = 2.49\text{ m}$) dargestellt. Die Druckverteilungen während des Wellenaufbaus ($0.06 T$ vor Erreichen des höchsten Aufbaus, vgl. Abb. 8.15 c und Abb. 8.16) werden gegenübergestellt. Man erkennt, daß mit zunehmender Wellenhöhe die Wasserspiegelgradienten in der Deck- und Filterschicht erheblich zunehmen (s. Abschnitt 8.2).

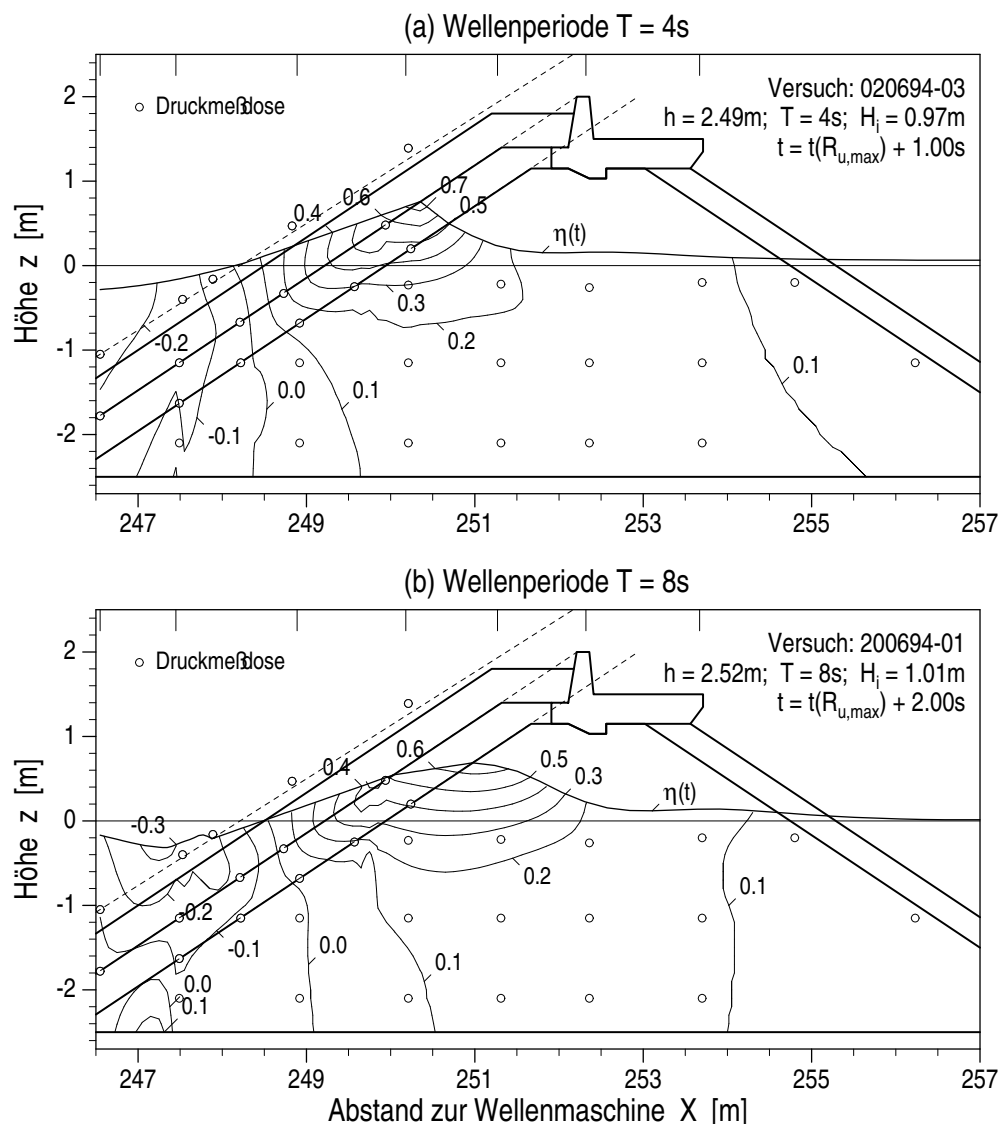


Abb. 8.17: Einfluß der Wellenperiode auf die Druckverteilung im Bauwerk beim Wellenrücklauf regelmäßiger Wellen mit (a) $T = 4\text{ s}$, $H_i = 0.97\text{ m}$ und $h = 2.49\text{ m}$ ($t = t(R_{u,\max}) + 0.25 T$) und (b) $T = 8\text{ s}$, $H_i = 1.01\text{ m}$ und $h = 2.52\text{ m}$ ($t = t(R_{u,\max}) + 0.25 T$)

Im vorliegenden Fall kommt es für $H = 1.06\text{ m}$ (Abb. 8.18 b) in der Deckschicht zum internen Wellenbrechen. Damit sind hohe Druckgradienten im oberflächennahen Bereich der Deck- und Filterschicht verbunden. Darüber hinaus sind die beiden Druckverläufe im gesamten Bauwerk qualitativ sehr ähnlich.

8.3.2 Druckgradienten

Kritische Strömungszustände im Böschungsbereich des Wellenbrechers sind in der Regel mit großen Druckgradienten verbunden. Deshalb wurden die maximalen Druckgradienten in der Deckschicht, in der Filterschicht und im böschungsnahen Bereich des Wellenbrecherkerns untersucht, die durch die Wellenbewegung induziert werden.

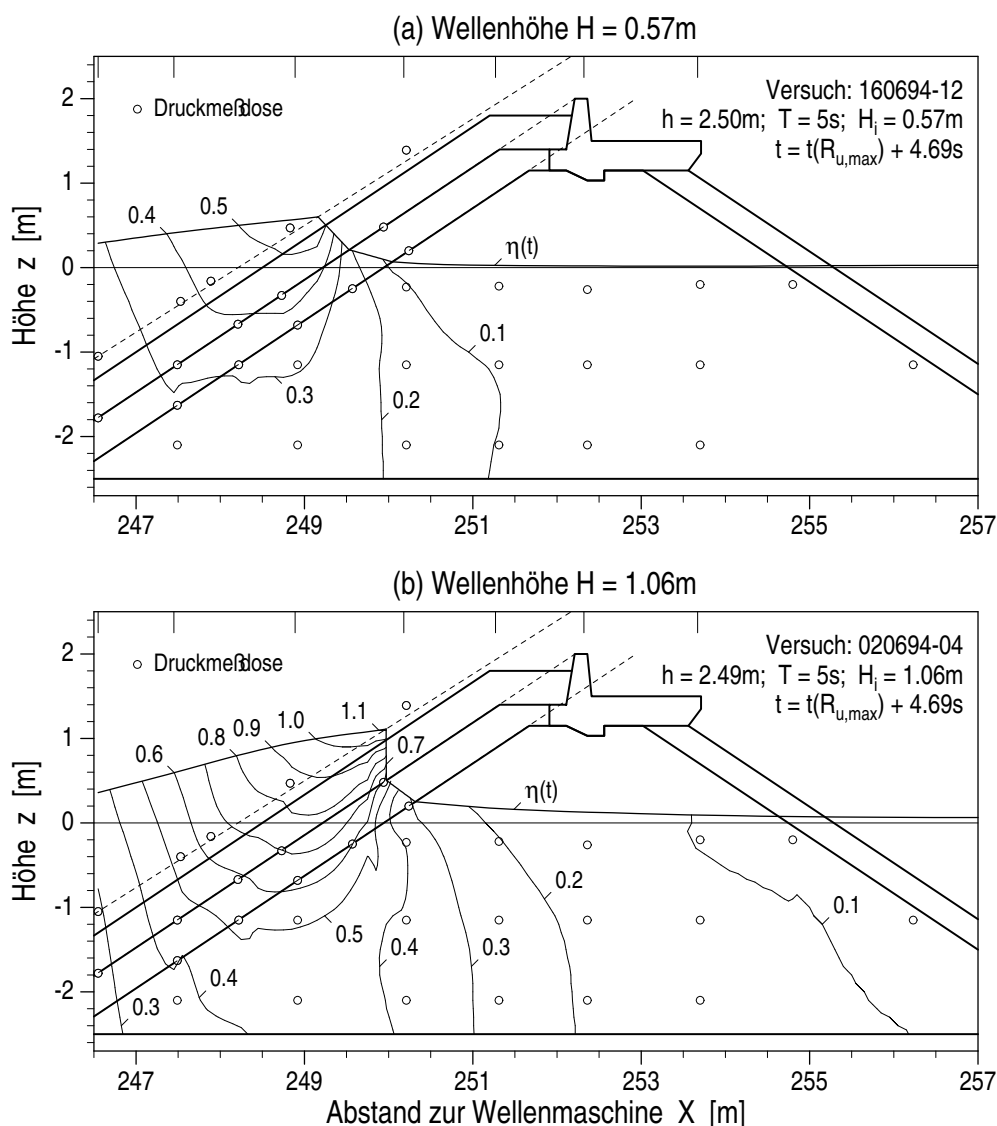


Abb. 8.18: Einfluß der Wellenhöhe auf die Druckverteilung im Bauwerk beim Wellenauflauf regelmäßiger Wellen mit (a) $T = 5\text{ s}$, $H_i = 0.57\text{ m}$ und $h = 2.50\text{ m}$ ($t = t(R_{u,max}) + 0.94 T$) und (b) $T = 5\text{ s}$, $H_i = 1.06\text{ m}$ und $h = 2.49\text{ m}$ ($t = t(R_{u,max}) + 0.94 T$)

Der resultierende Druckgradient ist definiert:

$$\frac{\text{grad } p}{\rho g} = \frac{1}{\rho g} \sqrt{\left(\frac{\delta p}{\delta x}\right)^2 + \left(\frac{\delta p}{\delta y}\right)^2} \quad (8.5)$$

In der Mittellinie der Deckschicht und der Filterschicht sowie entlang einer Linie, die im Kern 11 cm unterhalb der Schichtgrenze zum Filter verläuft, wurden die Druckgradienten nach Gl. 8.5 für einen gesamten Wellenzyklus ermittelt. Das Vorgehen bei der Ermittlung dieser Druckgradienten ist in Abb. 8.19 am Beispiel einer Welle mit $T = 6\text{ s}$, $H_i = 0.93\text{ m}$ und $h = 2.50\text{ m}$ für den höchsten Wellenauflauf (Abb. 8.19 a) und für den tiefsten -rücklauf (Abb. 8.19 b) auf der Deckschicht dargestellt. Während der Einstromung beim höchsten Wellenauflauf ist die

Mehrzahl der Druckgradienten auswärts gerichtet. Insbesondere im oberflächennahen Bereich verläuft die Hauptströmung annähernd parallel zum Wasserspiegelverlauf (Abb. 8.19 a). Beim Rücklauf (Ausströmung) sind fast alle Druckgradienten einwärts gerichtet. Im oberflächennahen Bereich richtet sich die Hauptströmung insbesondere im Kern normal zur Wasserspiegellinie aus (Abb. 8.19 b).

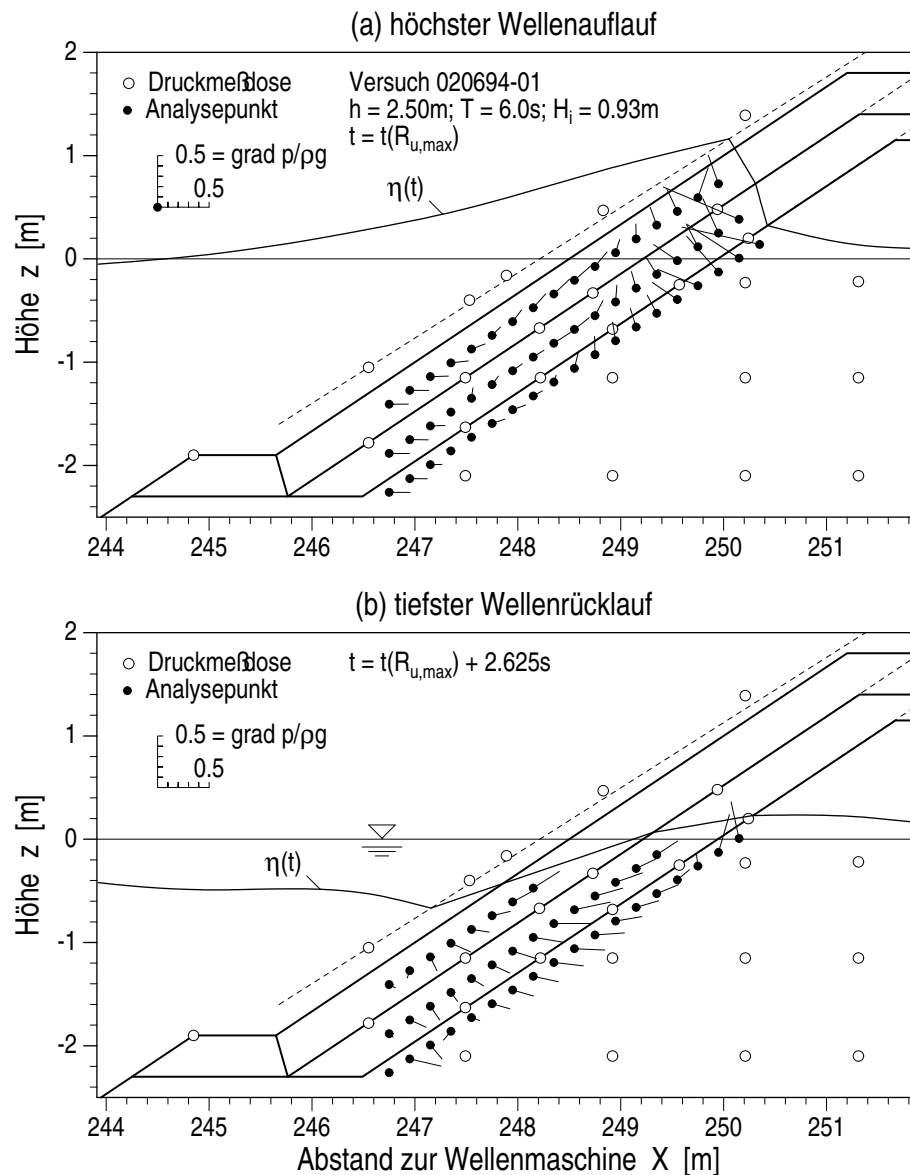


Abb. 8.19: Druckgradienten in der Deckschicht, in der Filterschicht und an der Oberfläche des Wellenbrecherkerns für eine regelmäßige Welle mit $T = 6\text{ s}$, $H_i = 0.93\text{ m}$ und $h = 2.50\text{ m}$ zum Zeitpunkt (a) des höchsten Wellenaufbaus und (b) des tiefsten Wellenrücklaufs auf der Deckschicht

Es wurde der jeweils größte einwärts und auswärts gerichtete Druckgradient entlang der betrachteten Linie für den gesamten Wellenzyklus bestimmt. Die Ergebnisse dieser Analysen sind für die Deckschicht in Abb. 8.20, für die Filterschicht in Abb. 8.21 und für den Kern in Abb. 8.22 dargestellt.

Bei der Ausströmung ist der maximale Druckgradient in der Deck- und Filterschicht proportional zur Wellenhöhe und nimmt geringfügig mit der Wellenlänge ab. Der Gradient im Kern hängt dagegen allein von der Wellenhöhe ab.

Während der Einströmung sind die größten Druckgradienten in der Filterschicht und im Kern proportional zur Wellenhöhe und nehmen darüber hinaus in gewissem Umfang mit der Wellenlänge zu. Der maximale Druckgradient in der Deckschicht ist proportional zur Wellenhöhe und unabhängig von der Wellenlänge.

Die maximalen Druckgradienten in der Deck- und Filterschicht sowie im Kern wurden in Abhängigkeit von den Wellenverhältnisse im Nahfeld beschrieben. Dazu wurden dimensionslose Kennzahlen verwendet (relative Wassertiefe kh , relative Wellenhöhe H/h und Wellensteilheit kH), deren jeweiliger Einfluß systematisch untersucht wurde. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Tab. 8.7 zusammengefaßt. Darüber hinaus sind auch die Abweichungen der analysierten Druckgradienten gegenüber den Näherungsfunktionen angegeben.

Tab. 8.7: Druckgradienten $\text{grad } p / \rho g$ in der Deckschicht, in der Filterschicht und im Kern des Wellenbrechers

Strömungs- richtung	Bereich	empirische Näherungsfunktion für $\text{grad } p / \rho g$				Standardabweichung σ_p	
Einströmung	Deckschicht	1.51	H_i/h	$(kh)^0$	$(kH)^0$	0.089	(26.1 %)
	Filterschicht	1.46	H_i/h	$(kh)^{-1/2}$	$(kH)^0$	0.082	(18.9 %)
	Kern	1.48	H_i/h	$(kh)^{-1/2}$	$(kH)^0$	0.168	(38.1 %)
Ausströmung	Deckschicht	1.40	H_i/h	$(kh)^{1/4}$	$(kH)^0$	0.047	(16.9 %)
	Filterschicht	1.26	H_i/h	$(kh)^{1/4}$	$(kH)^0$	0.047	(18.7 %)
	Kern	1.14	H_i/h	$(kh)^0$	$(kH)^0$	0.145	(56.7 %)

Die größten Druckgradienten in der Deckschicht erreichen bei der Ausströmung Werte von 0.5 (Abb. 8.20). Bei der Einströmung sind die maximalen Druckgradienten etwa doppelt so groß.

Die maximalen Druckgradienten in der Filterschicht sind bei der Ausströmung etwa 10 % größer als die Gradienten in der Deckschicht (Abb. 8.21). Bei der Einströmung sind die Druckgradienten in der Filterschicht dagegen um ca. 25 % größer als in der Deckschicht.

Im Kern entspricht die Größenordnung der maximalen Druckgradienten sowohl bei der Ein- als auch bei der Ausströmung den Gradienten in der Filterschicht (Abb. 8.22). Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, daß die Streuung der im Kern ermittelten Druckgradienten deutlich größer ist als für die Gradienten der Filterschicht. Die größten im Kern beobachteten Druckgradienten liegen deshalb deutlich über den höchsten Werte in der Filterschicht.

Mit den empirischen Ansätzen in Tab. 8.7 wurde der Druckgradienten in Abhängigkeit von den Wellenparametern beschrieben, weil nur diese Parameter systematisch variiert wurden. Dabei wurde die Wassertiefe h in erster Linie zur Bildung dimensionsloser Kennzahlen (H/h , kh) verwendet. Die tatsächliche Variation der Druckgradienten mit der Wassertiefe ist gering. Die empirischen Gleichungen sind somit allein für die untersuchte Böschung gültig und müssen durch experimentelle Untersuchungen an andere Wellenbrecherböschungen angepaßt werden. Dabei sollte vor allem die Böschungsneigung variiert werden. Ergänzende Untersuchungen, bei denen der Böschungsaufbau variiert wird, sind ebenfalls sinnvoll.

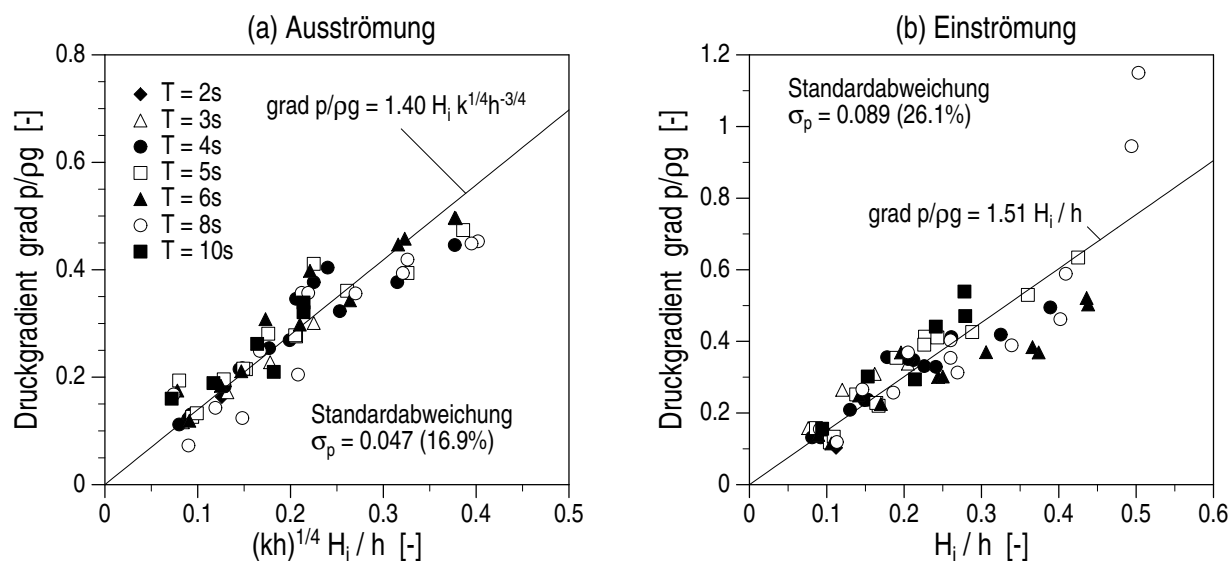


Abb. 8.20: Maximale Druckgradienten entlang der Mittellinie der Deckschicht für regelmäßige Wellen (a) bei der Ausströmung aus dem Bauwerk (Wellenrücklauf) und (b) bei der Einströmung (Wellenauflauf)

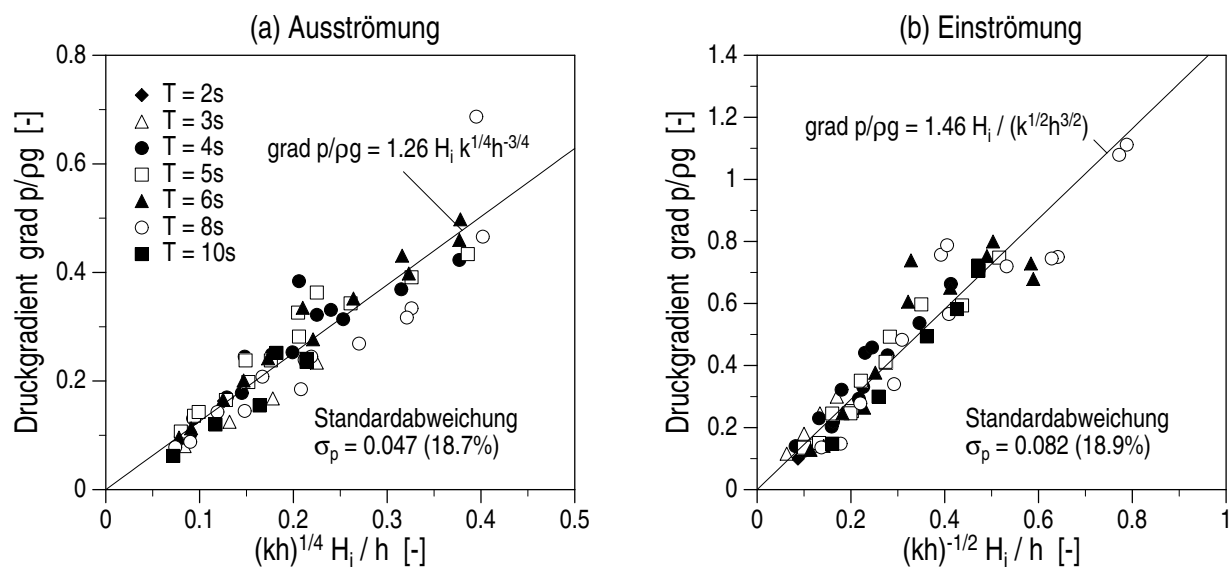


Abb. 8.21: Maximale Druckgradienten entlang der Mittellinie der Filterschicht für regelmäßige Wellen (a) bei der Ausströmung aus dem Bauwerk (Wellenrücklauf) und (b) bei der Einströmung (Wellenauflauf)

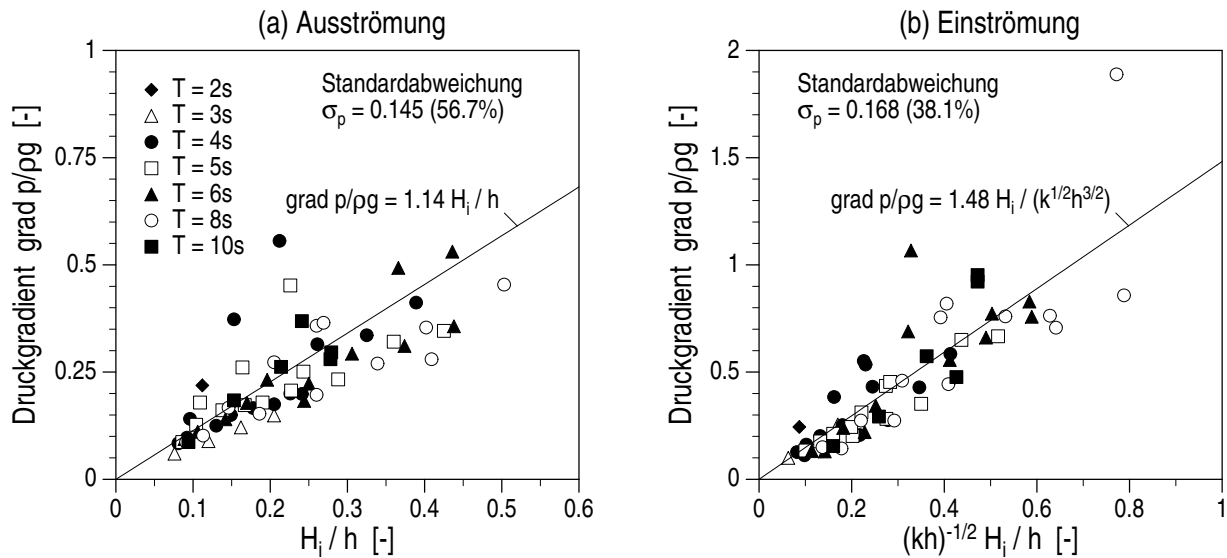


Abb. 8.22: Maximale Druckgradienten an der Oberfläche des Wellenbrecherkerns für regelmäßige Wellen (a) bei der Ausströmung aus dem Bauwerk (Wellenrücklauf) und (b) bei der Einströmung (Wellenauflauf)

Darüber hinaus ist bei den hier untersuchten maximalen Druckgradienten zu beachten, daß unmittelbar an der Wasseroberfläche keine Gradienten ermittelt werden konnten (s. Abb. 8.19). Somit besteht die Möglichkeit, daß die maximalen Druckgradienten beim Wellenauflauf in der Deck- und Filterschicht geringfügig unterschätzt werden (s. Abb. 8.14 und Abb. 8.15).

Der tatsächliche Druckverlauf an den Schichtgrenzen ist ebenfalls nicht bekannt. Bei der Analyse der maximalen Druckgradienten wurde ein kontinuierlicher Druckverlauf angenommen. Durch Drucksprünge können jedoch Richtung und Größe der Druckgradienten in diesem Bereich beeinflusst werden. Auch dieser Aspekt sollte Gegenstand zukünftiger Untersuchungen (mit zusätzlichen Meßpunkten im Bereich der Schichtgrenzen) sein.

8.4 Lufteintrag in den Wellenbrecherkern

Durch Lufteintrag entsteht eine Zweiphasenströmung im Bauwerk. Der hydraulische Widerstand des porösen Mediums kann durch Lufteintrag erheblich zunehmen (s. Gl. 2.13). Damit werden auch die Wellenausbreitung und Wellendämpfung im Bauwerk durch den Lufteintrag beeinflusst, der sowohl durch die Oberfläche der seeseitigen Böschung als auch durch internes Wellenbrechen erfolgt.

Das von HANNOURA & MCCORQUODALE (1985) entwickelte Vorgehen zur Bestimmung des Lufteintrags in einen geschütteten Wellenbrecher ist in Abschnitt 2.2.3 dargestellt.

Bei den vorliegenden Untersuchungen wurden systematische Abweichungen zwischen oberflächennahen Porenwasserdruckmessungen $p/\rho g$ und den entsprechenden lokalen Wasserspiegelauslenkungen η verwendet, um den Lufteintrag zu identifizieren. Es wurde vorausgesetzt,

daß für oberflächennahe Druckmessungen ($z/H = -0.08$ bis 0.21) der dynamische Druckanteil $p/\rho g$ annähernd der lokalen Wasserspiegelauslenkung η entspricht. Die Anströmung der Druckmeßdosen, die im Wellenbrecherkern senkrecht eingebaut sind, und die vertikale Druckabnahme werden dabei vernachlässigt. Mit den Ergebnissen aus Abschnitt 7.2 und bei Annahme maximaler vertikaler Strömungsgeschwindigkeiten von 0.25 m/s im Kern ergibt sich dadurch ein Fehler von ca. $\pm 2.5 \text{ cm}$. Deutlichere Abweichungen zwischen Druck- und Pegelmessung ($\eta - p/\rho g \geq 0.025 \text{ m}$) wurden auf Lufteintrag zurückgeführt, da in einem Luft-Wasser-Gemisch die Dichte erheblich abnimmt (Druckmessung), die Leitfähigkeit der Pegeldrähte jedoch nahezu unverändert bleibt (Pegelmessung). Weiterhin wurde angenommen, daß unterhalb des Ruhewasserspiegels der Luftanteil im Wasser gering ist. Diese Annahme wird gestützt durch die relativ geringen Differenzen zwischen den Druckmessungen in der oberen und in den tieferen Lagen.

Das Vorgehen bei der Analyse des Lufteintrags in den Wellenbrecherkern ist in Abb. 8.23 beispielhaft für eine regelmäßige Welle mit $T = 5 \text{ s}$, $H_i = 0.98 \text{ m}$ und $h = 2.50 \text{ m}$ dargestellt. Der dynamische Druckanteil des in der oberen horizontalen Druckmeßdosen Reihe im Kern (DMD 14 bis 18, s. Abb. 4.4) gemessenen Porenwasserdrucks wurde auf den Ruhewasserspiegel projiziert, um die Abweichungen gegenüber den Wasserspiegelauslenkungen zu verdeutlichen.

Zum Zeitpunkt des höchsten Wellenaufbaus (Abb. 8.23 a) treten erhebliche Differenzen zwischen Druck und Wasserspiegelauslenkung im Bereich der Deck- und Filterschicht auf. Im Kern sind $p/\rho g$ und η dagegen annähernd gleich. Es wurde deswegen angenommen, daß sich der Lufteintrag zu diesem Zeitpunkt auf die Böschungsschichten beschränkt und keine Luft in den Wellenbrecherkern eingetragen wurde.

Mit einsetzendem Wellenrücklauf (0.625 s später, Abb. 8.23 b) treten auch im Kern deutliche Differenzen zwischen $p/\rho g$ und η auf. Der Abstand des Punktes, bis zu dem die Bedingung ($\eta - p/\rho g \geq 0.025 \text{ m}$) erfüllt ist, vom Koordinatenursprung wird mit l_2 bezeichnet. Die Differenz der Flächen unter der Wasserspiegellinie η und unter der Drucklinie $p/\rho g + z$ im Bereich $x_0 \leq x \leq l_2$ (mit $x_0 = \text{Anfang der freien Oberfläche im Kern}$) wird mit ΔA bezeichnet.

Während des Wellenrücklaufs (Abb. 8.23 c, 1.563 s nach dem höchsten Wellenaufbau) nimmt ΔA weiter zu. Der Punkt $x = l_2$ verschiebt sich dabei ebenfalls geringfügig weiter landwärts.

Die Länge l_2 beschreibt die maximale Eindringtiefe der Luft in den Wellenbrecherkern. Bei den vorliegenden Untersuchungen breitet sich die Luft teilweise mehr als 3 m im Kern aus (Abb. 8.24). Das entspricht ca. 70 % der Kernbreite im Ruhewasserspiegel. Die Eindringtiefe l_2 ist proportional zur Auflaufhöhe auf der Oberfläche des Wellenbrecherkerns R_C und kann für die vorliegenden Untersuchungen näherungsweise beschrieben werden:

$$l_2 = 3.15 R_C \quad (8.6)$$

Die analysierten Eindringtiefen weisen gegenüber der Näherung nach Gl. 8.6 eine Standardabweichung von 0.437 m (29.4 %) auf.

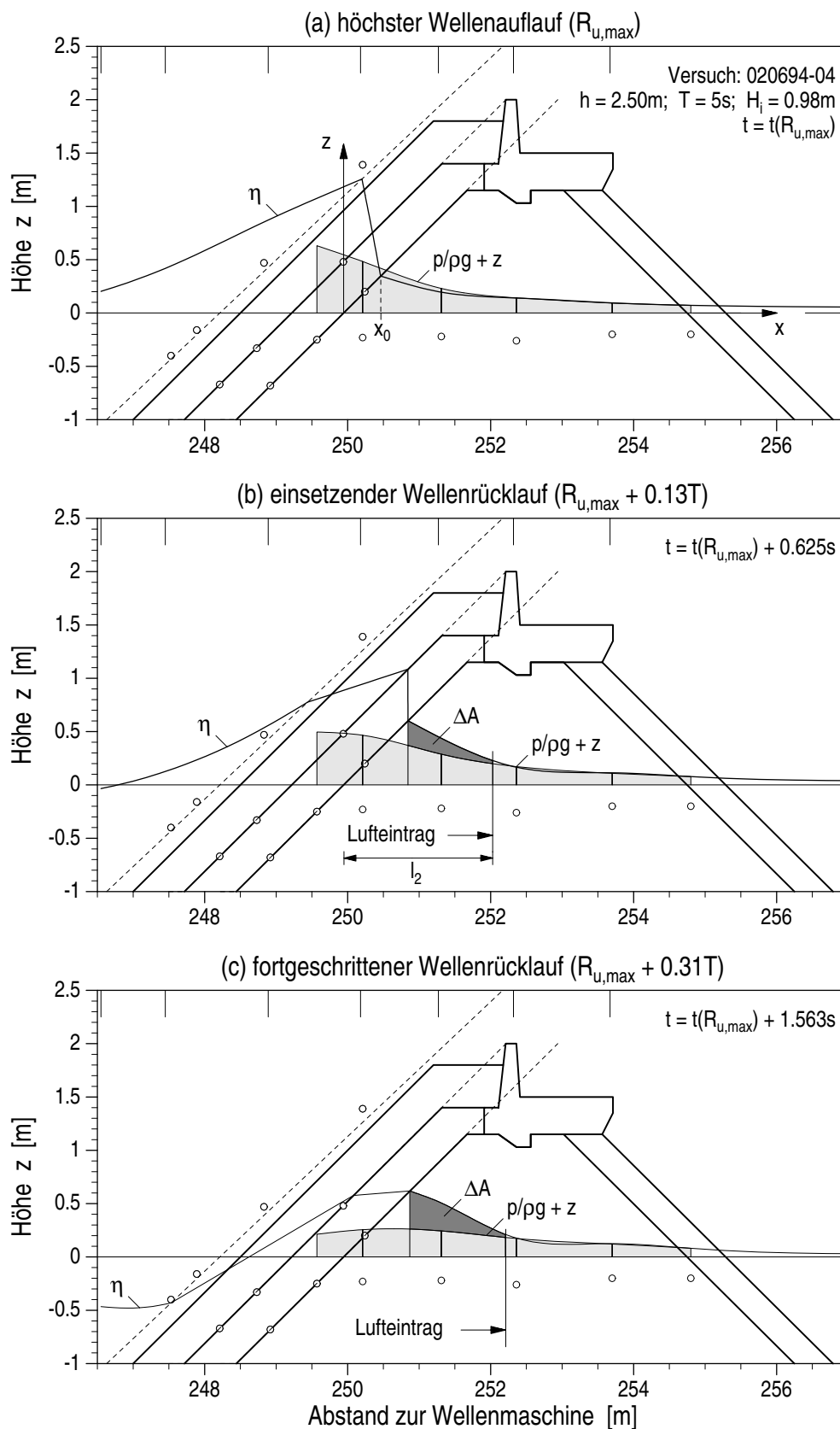


Abb. 8.23: Lufteintrag in den Wellenbrecherkern am Beispiel einer regelmäßigen Welle mit $T = 5\text{ s}$, $H_i = 0.98\text{ m}$ und $h = 2.50\text{ m}$ für die Zeitpunkte: (a) höchster Wellenaufwurf auf der Deckschicht ($t(R_{u,max})$), (b) einsetzender Wellenrücklauf ($t = t(R_{u,max}) + 0.125 T$) und (c) bei fortschreitendem Wellenrücklauf ($t = t(R_{u,max}) + 0.31 T$)

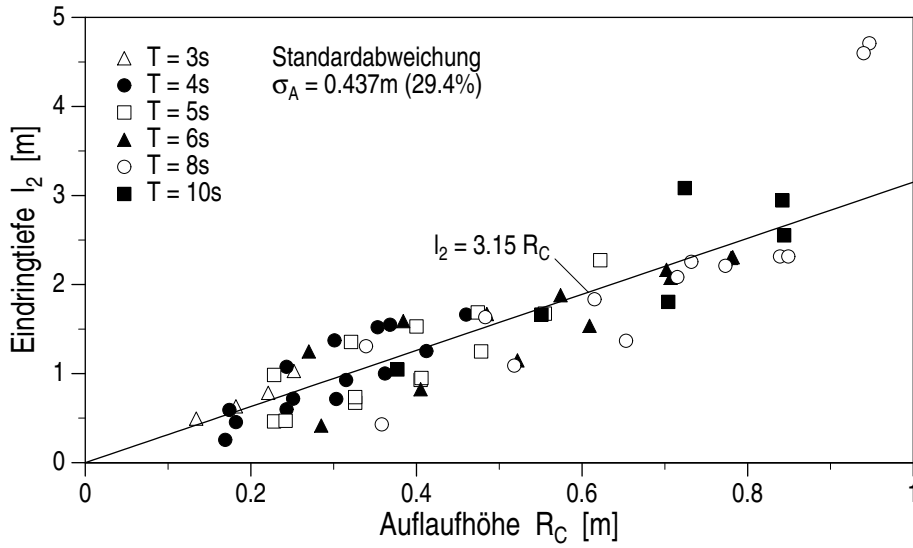


Abb. 8.24: Maximale Eindringtiefe der Luft in den Kern des Wellenbrechers bei Untersuchungen mit regelmäßigen Wellen

Die Volumenänderung des Luft–Wasser–Gemisches gegenüber dem reinen Wasservolumen im Bereich $x_0 \leq x \leq l_2$ wird durch Differenzfläche ΔA [m^3/m] beschrieben. Somit entspricht ΔA dem Volumenanteil der Luft im Luft–Wasser–Gemisches und kann, wenn die Kompressibilität der eingetragenen Luft vernachlässigt wird (aufgrund der geringen Drücke im oberflächennahen Bereich des Kerns), mit dem Lufteintrag gleichgesetzt werden. Dieser Lufteintrag pro lfd. Meter überschreitet bei den vorliegenden Untersuchungen teilweise $0.5 \text{ m}^3/\text{m}$ (Abb. 8.25). Er steht in direktem Zusammenhang mit der Eindringtiefe l_2 und wird beschrieben durch:

$$\Delta A = 0.044 l_2^2 \quad (8.7)$$

Die Standardabweichung des gemessenen Lufteintrags gegenüber der Näherung nach Gl. 8.7 beträgt $0.067 \text{ m}^3/\text{m}$ (24.2 %).

Der Luftgehalt n_a des Luft–Wasser–Gemisches im oberflächennahen Bereich des Kerns ergibt sich aus dem Verhältnis des Luftvolumens zum Gesamtvolumen A_2 des Luft–Wasser–Gemisches. Das Gesamtvolumen pro Einheitsbreite wird im Bereich $x_0 \leq x \leq l_2$ ermittelt:

$$A_2 = \int_{x_0}^{l_2} \eta(x) dx \quad (8.8)$$

und das Luftvolumen ist durch ΔA gegeben. Bei den vorliegenden Untersuchungen liegt der Luftgehalt zwischen 20 % und 60 % (Abb. 8.26). In Abhängigkeit von der relativen Auflaufhöhe auf der Oberfläche der Deckschicht R/h wird der Luftgehalt n_a für die vorliegenden Untersuchungen angenähert durch:

$$n_a = \frac{\Delta A}{A_2} = 0.2 + 0.37 \left(\frac{R}{h} \right)^2 \quad (8.9)$$

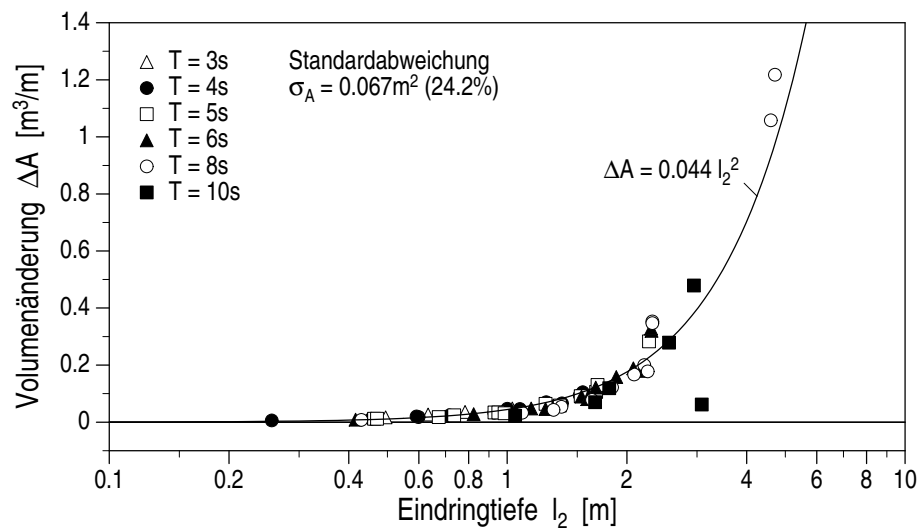


Abb. 8.25: Maximales Volumen des „Lufteintrags“ (pro Einheitslänge) in Abhängigkeit der Eindringtiefe der Luft in den Wellenbrecherkern

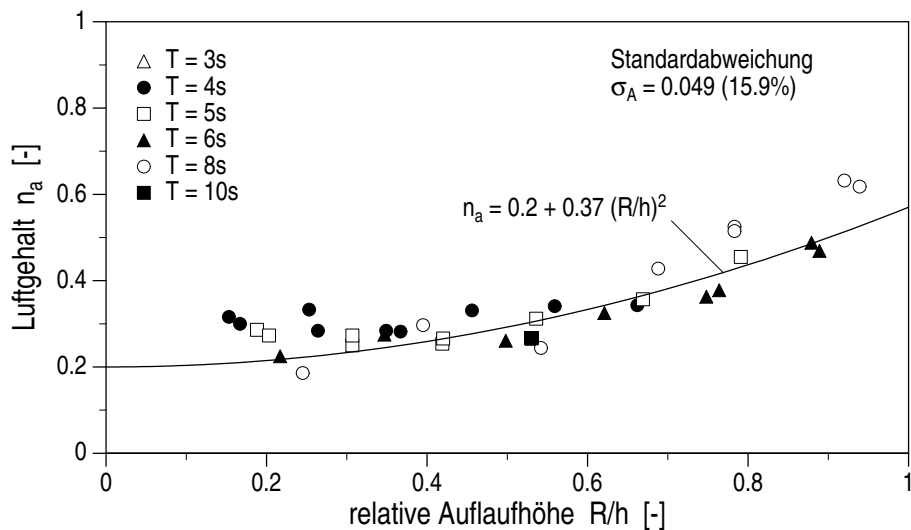


Abb. 8.26: Maximaler Luftgehalt des Wassers im oberflächennahen Bereich des Wellenbrecherkerns

Der gemessene Luftgehalt hat gegenüber der Näherung nach Gl. 8.9 eine Standardabweichung von 0.049 (15.9 %).

HANNOURA & MC CORQUODALE (1985) gehen in ihrem Ansatz (s. Abschnitt 2.2.3) davon aus, daß der Lufteintrag in das Bauwerk den gesamten Bereich der Wasserwechselzone im Bauwerk (entspricht der Wasserspiegeleinhüllenden im Bauwerk) umfaßt. Dieser Bereich kann mit den Ergebnissen der Untersuchungen im Abschnitt 7.1 ermittelt werden. Die vorliegenden Untersuchungen zeigen jedoch, daß der Luftgehalt im landwärtigen Bereich des Kerns vernachlässigbar ist. Das gesamte Volumen des Luft–Wasser–Gemisches A_2 und dessen horizontale Ausdehnung ist dementsprechend nach HANNOURA & MCCORQUODALE deutlich größer als die bei den vorliegenden Untersuchungen ermittelten Volumina.

8.5 Zusammenfassung und Bewertung

8.5.1 Zusammenfassung

Die Beschreibung der hydraulischen Prozesse im Böschungsbereich umfaßt: (i) den Set-up am und im Bauwerk (Abschnitt 8.1); (ii) den Wellenaufbau auf den Böschungsschichten, die maximalen Wasserspiegelgradienten und das internes Wellenbrechen (Abschnitt 8.2), (iii) die Druckverteilung im Bauwerk und die maximalen Druckgradienten (Abschnitt 8.3) sowie (iv) den Lufteintrag in den Wellenbrecherkern (Abschnitt 8.4).

Set-up am und im Bauwerk: Der Set-up im Bauwerk (Anstieg der mittleren Wasserspiegellage) wird durch das Ungleichgewicht zwischen der Ein- und Auströmung durch die Böschungsoberfläche verursacht und ist mit einem Absinken des Wasserspiegels (Set-down) vor dem Bauwerk verbunden. Der Set-down vor dem Bauwerk beträgt ca. 30 % des maximalen Set-up im Bauwerk. Der höchste Set-up tritt im Bereich der Filterschicht und an der Oberfläche des Wellenbrecherkerns auf. Im Böschungsbereich bildet sich der Set-up innerhalb weniger Wellenereignisse vollständig aus (5–15 Wellen, abhängig von der Wellenperiode). In Abhängigkeit von den Verhältnissen hinter dem Wellenbrecher dehnt sich der Set-up allmählich in den Kernbereich aus.

Der bei den vorliegenden Untersuchungen mit regelmäßigen Wellen beobachtete Set-up und Set-down wurde durch einen empirischen Ansatz beschrieben (Gl. 8.1 mit Set-up Koeffizienten κ_{MWS} nach Tab. 8.2).

Der mittlere Set-up bei Untersuchungen mit Wellenspektren ist nur halb so groß wie der stabile Set-up bei regelmäßigen Wellen. Einzelne Wellengruppen können jedoch vorübergehend zu einem sehr hohen Set-up im Böschungsbereich führen, der deutlich über dem Set-up bei regelmäßigen Wellen liegt. Für die Abschätzung des maximalen Set-up bei Wellenspektren erscheint deshalb die Wellenhöhe $H_{1/10}$ besser geeignet als die signifikante Wellenhöhe H_{m0} .

Durch den Set-up im Bauwerk entstehen bei den vorliegenden Untersuchungen Druckgradienten im Böschungsbereich bis etwa $I = 0.3$. Diese Gradienten entsprechen etwa 50 % der maximalen Gradienten, die während der Ausströmung im Böschungsbereich ermittelt wurden.

Somit wird der gesamte Ausströmungsprozeß maßgeblich durch den Set-up im Bauwerk beeinflusst.

Wellenaufbau auf den Böschungsschichten: Der Wellenaufbau auf der Oberfläche der Filterschicht und des Kerns wurde untersucht. Die Aufbaudämpfung in den verschiedenen Böschungsschichten wurde durch einen empirischen Ansatz beschrieben (Gl. 8.2). Der mittlere Fehler bei der Bestimmung der Aufbauhöhe nach diesem Ansatz beträgt ca. 10 % für regelmäßige Wellen und weniger als 5 % für Wellenspektren.

Die Aufbaudämpfung in der Filterschicht ist um ca. 25 % größer als in der Deckschicht. Das Dämpfungsverhalten von Deck- und Filterschicht ist sowohl für regelmäßige Wellen als auch für Wellenspektren sehr ähnlich. Die Asymmetrie des Wellenaufbaus nimmt jedoch für regelmäßige Wellen mit zunehmender Eindringtiefe in das Bauwerk deutlich ab. Bei den Untersuchungen mit Wellenspektren entsprach die Aufbauhöhenverteilung auf der Filterschicht und auf dem Kern weitgehend der Wellenhöhenverteilung im Nahfeld.

Wasserspiegelgradienten im Böschungsbereich: Die Wasserspiegelgradienten innerhalb der Deck- und Filterschicht sowie im Übergang zum Wellenbrecherkern wurden untersucht. Es wurden sowohl die größten positiven und negativen Gradienten innerhalb eines Wellenzyklus als auch die Gradienten zum Zeitpunkt des höchsten Wellenaufbaus und des tiefsten Wellenrücklaufs betrachtet.

Die Wasserspiegelgradienten in den verschiedenen Böschungsschichten sind proportional zur Aufbaugeschwindigkeit auf der Deckschicht und wurden für die vorliegenden Untersuchungen mit einem empirischen Ansatz (Gl. 8.3 und Tab. 8.6) beschrieben. Beim Wellenaufbau (Einströmung in das Bauwerk) treten wesentlich größere Wasserspiegelgradienten auf als beim Wellenrücklauf. Die Asymmetrie des Wellenaufbaus ist dafür verantwortlich, der Set-up im Bauwerk wirkt dem entgegen. Die größten Wasserspiegelgradienten wurden in der Filterschicht ermittelt, die Gradienten in der Deckschicht sind um ca. 15 % kleiner, die Gradienten im Kern um ca. 65 %.

Internes Wellenbrechen: Internes Wellenbrechen tritt bei vertikalem oder nahezu vertikalem Wasserspiegelverlauf auf. Die Analyse der Wellenaufbauhöhen und der Wasserspiegelgradienten im Böschungsbereich lieferte die Grundlage, um das Auftreten des internen Wellenbrechens und dessen räumliche Ausdehnung zu bestimmen.

Das Verhältnis der Aufbaugeschwindigkeit auf der Oberfläche einer Böschungsschicht zur maximalen vertikalen Sickergeschwindigkeit innerhalb der Schicht wurde als Brechkriterium für den Böschungsbereich verwendet. Eine empirische Korrektur dieses einfachen Brechkriteriums (Gl. 8.4) ermöglicht die Vorhersage internen Wellenbrechens für die Versuchsbedingungen in dieser Arbeit.

Druckverteilung im Bauwerk: Die hydraulischen Prozesse im Böschungsbereich erschließen sich nur durch Betrachtung der gesamten Druckverteilung und des Wasserspiegelverlaufs

am und im Bauwerk. Beide wurden analysiert und dargestellt. So konnten sowohl die böschungsp parallelen Strömungen in den verschiedenen Böschungsschichten als auch die Ein- und Ausströmprozesse erfaßt werden. Darüber hinaus wurden die Zusammenhänge und wechselseitigen Beeinflussungen der verschiedenen Strömungsprozesse sowie deren zeitliche Abfolge erkennbar, die schließlich zu einer rotierenden Strömung im gesamten Böschungsbereich führen (Abb. 8.14 und Abb. 8.15).

Der Einfluß der Wellenlänge und -höhe der anlaufenden Wellen auf die Druckverteilung im Böschungsbereich wurde untersucht. Beim Wellenaufbau bilden sich unabhängig von der Wellenlänge und -höhe qualitativ ähnliche Druckverteilungen aus. Unterschiede ergeben sich in erster Linie dadurch, daß höhere und längere Wellen eine stärkere Tendenz zum internen Wellenbrechen haben (Abb. 8.16). Beim Wellenrücklauf setzt die Ausströmung bei längeren Wellen früher ein und erstreckt sich damit über einen längeren Zeitraum (Abb. 8.17).

Maximale Druckgradienten im Böschungsbereich: Die maximalen einwärts und auswärts gerichteten resultierenden Druckgradienten wurden für alle Schichten der Wellenbrecherböschung ermittelt. Sie sind in erster Linie abhängig von der Wellenhöhe. Bei der Einströmung nehmen sie darüber hinaus in gewissem Umfang mit der Wellenlänge zu, weil längere Wellen höher auf der Böschung auflaufen. Bei der Ausströmung nehmen die Druckgradienten dagegen mit der Wellenlänge ab, weil sich die Ausströmung bei langen Wellen über einen längeren Zeitraum erstreckt. Die maximalen Druckgradienten wurden durch empirische Ansätze in Abhängigkeit von den Parametern der anlaufenden Wellen beschrieben (Tab. 8.7).

Bei den vorliegenden Untersuchungen erreichten die maximalen Druckgradienten in der Deckschicht Werte von 0.5 bei der Ausströmung (Wellenrücklauf). Die maximalen Gradienten in der Filterschicht und im Kern waren um etwa 10 % kleiner. Bei der Einströmung (Wellenaufbau) waren die maximalen Druckgradienten in der Deckschicht etwa doppelt so groß wie bei der Ausströmung. Die Gradienten in der Filterschicht und im Kern waren im Mittel sogar um 25 % größer als die Gradienten in der Deckschicht. Dabei ist zu berücksichtigen, daß unmittelbar an der Wasseroberfläche keine Gradienten ermittelt werden konnten und somit die maximalen Druckgradienten in der Deck- und Filterschicht möglicherweise unterschätzt werden.

Luft eintrag in den Wellenbrecherkern: Der Luft eintrag in den Wellenbrecherkern wurde durch den Vergleich oberflächennaher Porenwasserdruckmessungen mit den lokalen Wasserspiegelauslenkungen bestimmt. Auf diese Weise konnten sowohl die Eindringtiefe der Luft in den Wellenbrecherkern als auch das eingetragene Luftvolumen und der Luftgehalt des in den Kern einströmenden Wassers abgeschätzt werden.

Die Eindringtiefe der Luft in den Wellenbrecherkern ist proportional zur Höhe des Wellenaufbaus auf der Oberfläche des Kerns und wurde für die vorliegenden Untersuchungen durch einen empirischen Ansatz (Gl. 8.6) beschrieben. Das eingetragene Luftvolumen ist proportional zum Quadrat der Eindringtiefe (Gl. 8.7), und der maximale Luftgehalt im oberflächennahen Bereich des Kerns lag bei den vorliegenden Untersuchungen zwischen 20 % und 60 %.

8.5.2 Bewertung

Gültigkeitsbereiche der wichtigsten Ergebnisse

Die Gültigkeit der hier ermittelten empirischen Ansätze zur Beschreibung der hydraulischen Prozesse im Böschungsbereich ist so stark eingegrenzt, daß keines dieser Ergebnisse den *Gültigkeitsstufen 1* oder *2* zugeordnet werden kann (s. Tab. 2.4). Die Gültigkeit aller Ergebnisse in diesem Kapitel beschränkt sich auf wenig ausgeprägtes Wellenbrechen auf der seeseitigen Wellenbrecherböschung.

Gültigkeitsstufe 3: Die folgenden Ansätze sind ausschließlich für den untersuchten Aufbau des Böschungsbereichs (Schichtung, Geometrie und Durchlässigkeit) gültig:

- Wellenaufbau auf den verschiedenen Böschungsschichten (Gl. 8.2 und Tab. 8.3);
- Wasserspiegelgradienten in der Deck- und Filterschicht sowie im Kern des Wellenbrechers (für regelmäßige Wellen, Gl. 8.3 und Tab. 8.6);
- Kriterium für das interne Wellenbrechen (für regelmäßige Wellen, Gl. 8.4 und Abb. 8.13);
- maximale Druckgradienten für die verschiedenen Böschungsschichten während des Ein- und Ausströmprozesses (für regelmäßige Wellen, Tab. 8.7).

Darüber hinaus muß die Geometrie des gesamten Wellenbrechers für die folgenden Ansätze ähnlich sein:

- Verlauf der mittleren Wasserspiegellage am und im Bauwerk (Set-up und Set-down, Gl. 8.1 und Tab. 8.2);
- Lufteintrag in den Kern (Eindringtiefe, eingetragenes Luftvolumen und Luftgehalt jeweils für regelmäßige Wellen, Gl. 8.6, Gl. 8.7 und Gl. 8.9);

Gültigkeitsstufe 4: Die folgenden Darstellungen geben vor allem einen Einblick in die jeweiligen Prozesse, sie liefern jedoch keine Berechnungsgrundlage:

- Entwicklung und Verlauf der mittleren Wasserspiegellage am und im Bauwerk (Set-up und Set-down, Abb. 8.2 und Abb. 8.3);
- Asymmetrie des Wellenaufbaus auf den verschiedenen Böschungsschichten (für regelmäßige Wellen, Abb. 8.8);
- zeitliche und räumliche Entwicklung des dynamischen Drucks im gesamten Bauwerk (Abb. 8.14, Abb. 8.15, Abb. 8.16, Abb. 8.17 und Abb. 8.18).

Schlußbetrachtung

Die Ergebnisse der vorliegenden Untersuchungen haben gezeigt, daß der Ausströmprozeß wesentlich durch den Set-up im Bauwerk beeinflußt wird. Damit hat der Set-up einen entscheidenden Anteil an den Strömungsprozessen in einem geschütteten Wellenbrecher. Es ist erstaunlich, daß diesem Phänomen bei den bisherigen Untersuchungen vergleichsweise wenig Aufmerksamkeit gewidmet wurde.

Der stabile Set-up kann bei Untersuchungen mit regelmäßigen Wellen mit sehr geringem meßtechnischem Aufwand erfaßt werden und auch die Entwicklung des Set-up ist bei Untersuchungen mit Wellenspektren relativ einfach meßbar. Darüber hinaus erscheint eine explizite theoretische Beschreibung der mittleren Strömung (Mittel über eine Wellenperiode) und des Set-up an und in einem geschütteten Wellenbrecher realistischer als eine vollständige Beschreibung der welleninduzierten Strömungen im Bauwerk.

Es ist zu hoffen, daß die hier dargestellten Ergebnisse die Bedeutung des Set-up hinreichend deutlich machen und den Anstoß zu weiteren Untersuchungen in diesem erfolgversprechenden Forschungsbereich geben werden.

Die folgenden Aspekte wurden bei den vorliegenden Untersuchungen nicht oder nur unzureichend berücksichtigt:

- Böschungsaufbau (Geometrie, Durchlässigkeit, etc.): Ergänzende Untersuchungen, bei denen der Böschungsaufbau systematisch variiert wird, sind erforderlich, um diese wesentlichen Einflußparameter in den empirischen Gleichungen zur Beschreibung der Wellenaufauflämpfung, der Wasserspiegel- und Druckgradienten im Böschungsbereich, des internen Wellenbrechens und des Lufteintrags zu berücksichtigen.
- Wellenbrechen auf der Bauwerksböschung: Es ist zu prüfen, in welchem Umfang das externe Wellenbrechen die Wellenaufauflämpfung, die Wasserspiegel- und Druckgradienten im Böschungsbereich und den Lufteintrag in den Kern des Wellenbrechers beeinflussen. Gegebenenfalls müssen die hier entwickelten empirischen Gleichungen erweitert werden.
- Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Wellen: Bei der Übertragung der Ergebnisse aus Untersuchungen mit regelmäßigen Wellen auf Wellenspektren ist zu beachten, daß das Zusammenwirken unterschiedlicher Wellen im Spektrum die Strömungsprozesse im Bauwerk beeinflussen kann. Erreicht z.B. eine relativ große Welle mit kleinen Vorwellen das Bauwerk, dann ist der Set-up im Bauwerk relativ gering. Dadurch treten bei der Einströmung höhere Gradienten und bei der Ausströmung geringere Gradienten auf. Die Analyse der Wasserspiegel- und Druckgradienten bei Wellengruppen ist eine sinnvolle Ergänzung der vorliegenden Untersuchungen.
- Diskontinuierlicher Druckverlauf an den Schichtgrenzen: Bei der Analyse der Druckverteilung im Bauwerk wurde ein kontinuierlicher Druckverlauf an den Schichtgrenzen angenommen. Durch sprunghafte Änderungen des Drucks können Richtung und Größe der Druckgradienten in diesem Bereich jedoch wesentlich beeinflußt werden. Eine genauere

Untersuchung des Druckverlaufs an den Schichtgrenzen ist unbedingt erforderlich für das vollständige Verständnis der hydraulischen Prozesse im Bauwerk.

Die hier vorgestellten empirischen Ansätze zur Beschreibung der Wellenaufdämpfung, der Wasserspiegel- und Druckgradienten, des internen Wellenbrechens und des Lufteintrags berücksichtigen wesentliche Einflußfaktoren nicht. Sie sind deshalb ausschließlich für das untersuchte Bauwerk unter den jeweiligen Randbedingungen gültig und müssen durch experimentelle Untersuchungen an andere Bauwerksformen angepaßt werden. Sie stellen somit eher eine Orientierungshilfe als eine Berechnungsgrundlage bei der Abschätzung und Bewertung der genannten Prozesse für ein anderes Bauwerk dar.

Die Druckverteilung im Böschungsbereich wurde hier in erster Linie qualitativ beschrieben. Eine vollständige analytische Beschreibung der Druckverteilung in einer mehrschichtigen Böschung erscheint gegenwärtig nicht realistisch. Weitergehende Untersuchungen sollten deshalb zunächst die einzelnen Teilprozesse isoliert betrachten, wobei die wesentlichen Einflußparameter systematisch variiert werden.

Eine weitergehende Untersuchung des internen Wellenbrechens setzt eine genauere Erfassung des tatsächlichen Wasserspiegelverlaufs und des Lufteintrags voraus. Bei den vorliegenden Analysen wurde der vertikale Wasserspiegelverlauf als maximale Wasserspiegelneigung festgelegt. Beim internen Wellenbrechen sind jedoch auch überhängende Wellenfronten möglich. Durch den Einsatz dichtgestaffelter böschungspareller Wellenpegel und die gleichzeitige optische Erfassung der Wellenbewegung und des Lufteintrags im Bauwerk können die Prozesse beim internen Wellenbrechen genauer bestimmt werden. Im Rahmen dieser Untersuchungen sollten auch die Genauigkeit der hier entwickelten Methode zur Abschätzung des Lufteintrags in den Wellenbrecherkern und die dabei getroffenen Annahmen überprüft werden.

Kapitel 9

Zusammenfassung, abschließende Bewertung und Ausblick

Die Wellenbewegung an und in einem geschütteten Wellenbrecher wurde in großmaßstäblichen Modellversuchen untersucht und im Rahmen dieser Arbeit analysiert. Das Hauptziel war eine detaillierte Beschreibung der hydraulischen Prozesse am und im Bauwerk.

Die Untersuchungen umfaßten (i) die Wellentransformation auf dem Vorstrand und die Wellenverhältnisse im Nahfeld (*Bereich 1*), (ii) die Wellenbewegung über der Bauwerksböschung (*Bereich 2*), (iii) die Wellendämpfung im Kern des Wellenbrechers (*Bereich 4*) und (iv) die hydraulischen Prozesse im Böschungskörper des Wellenbrechers (*Bereich 3*).

Die wichtigsten Ergebnisse sind in Abb. 9.1 dargestellt und im folgenden aufgeführt.

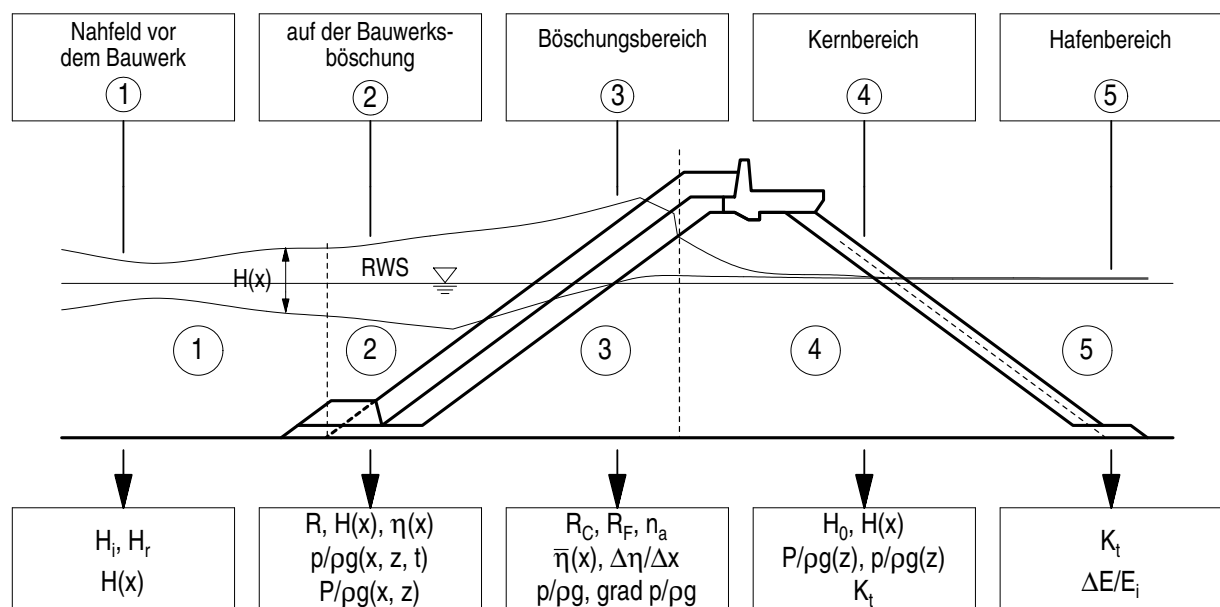


Abb. 9.1: Die wichtigsten Ergebnisse für die fünf Untersuchungsbereiche am und im Wellenbrecher

- *Bereich 1:* Vollständige Beschreibung der Wellenverhältnisse im Nahfeld unter Berücksichtigung der Wellentransformation auf dem Vorstrand und der Wellenreflexion am Bauwerk.
- *Bereich 2:* Umfassende Beschreibung des Wellenaufbaus und der Wellenbewegung auf der Bauwerksböschung einschließlich des Wasserspiegelverlaufs und der Wellenhöhenentwicklung über der Böschung sowie der Druckverteilung und der Druckoszillationen auf der Deckschicht.
- *Bereich 3:* Anschauliche Darstellung und empirische Beschreibung des Wellenaufbaus auf den Böschungsschichten sowie der Ein- und Ausströmungsprozesse einschließlich des Wasserspiegelverlaufs im Böschungsbereich, der Druckverteilung und der maximalen Druckgradienten.
- *Bereich 4:* Detaillierte Beschreibung der Wellenverhältnisse im Kernbereich des Wellenbrechers einschließlich der Druckverteilung und der Druckoszillationen. Ermittlung eines Dämpfungsansatzes für die Wellenhöhenabnahme und einer Vorgehensweise für die Wellenausbreitung im Kernbereich.
- *Bereich 5:* Beschreibung der Wellentransmission in den Hafenbereich und Ermittlung der gesamten Energiedissipation am und im Bauwerk.

9.1 Zusammenfassung und Bewertung

Ergebnisse der theoretischen Untersuchungen

Am Anfang der Arbeit standen theoretische Überlegungen auf der Grundlage der linearen Wellentheorie.

Wellenbewegung über der Wellenbrecherböschung: Die bekannten Ansätze zur Beschreibung der Wellenkinematik teilstehender Wellen über horizontaler Sohle und stehender Wellen über einer undurchlässigen Böschung wurden zusammengefügt und modifiziert zur Beschreibung halbsteher Wellen über einer durchlässigen Böschung (Abschnitt 3.2).

Eulersche Betrachtung: Geignet zur Beschreibung der lokalen Wellenhöhe regelmäßiger Wellen im Nahfeld (mit empirischer Korrektur der Phasenbeziehungen), ungeeignet zur Beschreibung des Wasserspiegelverlaufs und der Wellenhöhen über der Bauwerksböschung.

Lagrange Betrachtung: Verlauf der Wasserspiegellinie und die Wellenhöhen bzw. Schichtdicken auf der Wellenbrecherböschung werden qualitativ richtig beschrieben. Die Vernachlässigung nichtlinearer Einflüsse führt jedoch zu Verzerrungen bei der Beschreibung des Wellenaufbaus.

Wellenausbreitung im Kern des Wellenbrechers: Für die Beschreibung fortschreitender Wellen in einem porösen Medium wurde aus bekannten potentialtheoretischen Ansätzen eine abschnittsweise Vorgehensweise entwickelt. Auf diese Weise kann der linearisierte hydraulische Widerstand wesentlich besser an den tatsächlichen hydraulischen Widerstand des porösen Mediums angepaßt werden, d.h. eine Verzerrung der tatsächlichen Verhältnisse durch die Linearisierung wird vermieden (Abschnitt 3.3).

Die Untersuchungen zeigten, daß die Wellenbewegung im Kern maßgeblich durch die Strömungsprozesse im Böschungsbereich sowie durch Lufteintrag beeinflusst wird, die durch den theoretischen Ansatz nicht erfaßt werden. Trotz gewisser Unsicherheiten bei der Ermittlung der Wellenlängenänderung und des Dämpfungskoeffizienten wird Wellenausbreitung im Bauwerk durch den Ansatz qualitativ richtig beschrieben.

Dämpfungsfunktionen: Es wurden einfache Ansätze zur Beschreibung der Wellendämpfung fortschreitender Wellen unter Annahme eines konstanten linearen, quadratischen oder polynomischen Widerstands entwickelt (Abschnitt 3.3.2). Durch die Erweiterung des polynomischen Dämpfungsansatzes mit einem empirischen Lauflängenkoeffizienten κ_x konnte die Wellenhöhenabnahme im Kern des Wellenbrechers in guter Näherung beschrieben werden.

Energiedissipation: Aus der Betrachtung des Energieflusses in einem halbstehenden Wellenfeld wurde ein Vorgehen zur Abschätzung der gesamten Energiedissipation im Bauwerk ermittelt (Abschnitt 3.4). Das Vorgehen lieferte sowohl für die Wellenbrecherböschung als auch für das gesamte Bauwerk plausible Ergebnisse.

Experimentelle Untersuchungen

Modellversuche: Diese Arbeit entstand auf der Grundlage einzigartiger Modellversuche, die 1994 im Rahmen des Sonderforschungsbereichs SFB 205 (Küstenschutz) durchgeführt wurden. Die Besonderheit dieser und der vorangegangenen Modellversuche (in den Jahren 1988/89 und 1991/92) ergibt sich aus dem großen Maßstab, dem Umfang Untersuchungen und der Art und Anzahl der eingesetzten Meßgeräte (Kapitel 4).

Analyse: Für die Wellenanalyse im Zeit- und Frequenzbereich sowie für die Reflexionsanalyse wurden bekannte Analyseverfahren verwendet. Darüber hinaus wurde die Simultananalyse im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelt. In Verbindung mit verschiedenen Interpolationstechniken entstand ein neues Analyseverfahren. Die räumliche Verteilung der Meßgrößen kann, einen kontinuierlichen Verlauf vorausgesetzt, durch dieses Verfahren mit hoher Genauigkeit reproduziert werden.

Das Vorgehen bei der Auswertung der experimentellen Untersuchungen umfaßte (i) den Vergleich der Meßergebnisse mit geeigneten theoretischen Ansätzen, (ii) die Bestimmung der Abweichungen und (iii) die Entwicklung empirischer Ansätze zur Beschreibung der Abweichungen. Sofern keine geeigneten theoretischen Ansätze vorlagen, beschränkte sich die Analyse auf die Ermittlung empirischer Ansätze zur Beschreibung der jeweiligen Prozesse.

Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen

Eine Übersicht über die wichtigsten Einzelergebnisse für die fünf Untersuchungsbereiche am und im Bauwerk gibt Tab. 9.1. Eine schematische Bewertung dieser Ergebnisse wird in Tab. 9.2 vorgenommen. Dabei wird jedem Ergebnis eine Gültigkeitsstufe zugeordnet (s. Tab. 2.4) und die wesentlichen Einschränkungen der Gültigkeit sind detailliert aufgeführt (mit Ausnahme der Stufe 4).

Bereich 1: Die einzelnen Ergebnisse liefern eine vollständige Beschreibung der lokalen Wellenhöhe im Nahfeld unter Berücksichtigung der Wellenumformung auf dem Vorstrand, der Wel-

Tab. 9.1: Übersicht der wesentlichen Einzelergebnisse der experimentellen Untersuchungen für die Bereiche 1 bis 5

Nr.	Ansätze zur Beschreibung der Prozesse und Kenngrößen
<i>Bereich 1</i>	
1.1	Wellentransformation über dem Vorstrand (Shoaling)
1.2	minimale und maximale lokale Wellenhöhen im Nahfeld
1.3	Phasenbeziehungen zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen
1.4	Wellenasymmetrie im Fern- und im Nahfeld
1.5	Wellenreflexion am Bauwerk (gesamt und frequenzabhängig)
<i>Bereich 2</i>	
2.1	Asymmetrie des Wellenaufbaus auf der Deckschicht
2.2	Druckverteilung und Druckoszillationen auf der Böschungsoberfläche
2.3	Wellenaufbau auf der Deckschicht
2.4	Wasserspiegelverlauf und Wasserspiegelgradienten über der Böschung
2.5	Energieverteilung im Wellenaufbauspektren
2.6	Wellenhöhenentwicklung am und im Bauwerk
2.7	Entwicklung der Wasserspiegellinie am und im Bauwerk
<i>Bereich 3</i>	
3.1	Wellenaufbau auf den verschiedenen Böschungsschichten
3.2	Wasserspiegelgradienten in der Deck- und Filterschicht sowie im Kern
3.3	internes Wellenbrechen
3.4	maximale Druckgradienten für die verschiedenen Böschungsschichten
3.5	maximaler Set-up und Set-down am und im Bauwerk
3.6	Luftetrug in den Wellenbrecherkern
3.7	Entwicklung des Set-up und Set-down am und im Bauwerk
3.8	Asymmetrie des Wellenaufbaus auf den verschiedenen Böschungsschichten
3.9	Entwicklung des dynamischen Drucks im gesamten Bauwerk
<i>Bereich 4</i>	
4.1	Wellenausbreitung in homogenen porösen Medien
4.2	Wellenhöhenabnahme im Kern (erweiterter polynomischer Dämpfungsansatz)
4.3	Wellenhöhen am seeseitigen Ende (Ausgangsposition) des Kernbereichs
4.4	Wellentransmission und Energiedissipation für den Böschungsbereich
4.5	Druckoszillationen im Kern (vertikale Verteilung)
4.6	Korrektur der Wellenzahl für vertikale Druckverteilung im Kern
4.7	Entwicklung der Druckoszillationen im Kern des Wellenbrechers
4.8	Wellenspektren im Kernbereich
<i>Bereich 5</i>	
5.1	gesamte Energiedissipation am und im Bauwerk
5.2	Wellentransmission in den Hafenbereich hinter dem Wellenbrecher
5.3	Wellenspektren im Hafenbereich

Tab. 9.2: Schematische Bewertung der wesentlichen Einzelergebnisse der experimentellen Untersuchungen für die Bereiche 1 bis 5

Nr.	Gültigkeitsstufe	Einschränkungen der Gültigkeit	Verweise
1.1	Stufe 1	a, e	Gl. 5.14, Abb. 5.11
1.2	Stufe 1	a, c	Abb. 5.18
1.3	Stufe 1	b, g	Gl. 5.23, Gl. 5.24
1.4	Stufe 1	c, d	Gl. 5.7, Gl. 5.29
1.5	Stufe 2	b, g, h	Gl. 5.11, Gl. 5.12
2.1	Stufe 1	b, c, h	Abb. 6.7
2.2	Stufe 1	b	Gl. 6.12, Gl. 6.13
2.3	Stufe 2	b, h	Gl. 6.3
2.4	Stufe 2	b, c	Gl. 6.7, Gl. 6.9, Gl. 6.10
2.5	Stufe 4	—	Abb. 6.8
2.6	Stufe 4	—	Abb. 5.12, Abb. 5.20, Abb. 6.15, Abb. 7.3, Abb. 7.4
2.7	Stufe 4	—	Abb. 6.9, Abb. 6.10
3.1	Stufe 3	b, i	Gl. 8.2, Tab. 8.3
3.2	Stufe 3	b, c, i	Gl. 8.3, Tab. 8.6
3.3	Stufe 3	b, c, i	Gl. 8.4, Abb. 8.13
3.4	Stufe 3	b, c, i	Tab. 8.7
3.5	Stufe 3	b, i, j	Gl. 8.1, Tab. 8.2
3.6	Stufe 3	b, i, j, l	Gl. 8.6, Gl. 8.7, Gl. 8.9
3.7	Stufe 4	—	Abb. 8.2, Abb. 8.3
3.8	Stufe 4	—	Abb. 8.8
3.9	Stufe 4	—	Abb. 8.14, Abb. 8.15, Abb. 8.16, Abb. 8.17, Abb. 8.18
4.1	Stufe 1	c, f	Abschnitt 3.3, Abb. 7.21
4.2	Stufe 2	l, m	Gl. 7.9, Abb. 7.18, 7.19
4.3	Stufe 3	l, i	Gl. 7.3
4.4	Stufe 3	b, i	Gl. 7.5, Gl. 7.6, Abb. 7.10
4.5	Stufe 3	b, i, j, l	Abb. 7.24, Abb. 7.25
4.6	Stufe 3	l, i, j	Tab. 7.2, Abb. 7.28
4.7	Stufe 4	—	Abb. 7.23, Abb. 7.24
4.8	Stufe 4	—	Abb. 7.11
5.1	Stufe 2	kl	Abb. 7.32
5.2	Stufe 3	ij	Gl. 7.18
5.3	Stufe 4		Abb. 7.29

a – kein Wellenbrechen auf dem Vorstrand

b – wenig ausgeprägtes Wellenbrechen auf der Bauwerksböschung

c – regelmäßige Wellen

d – horizontale Sohle

e – flachgeneigte ebene Vorstrandböschung

f – fortschreitende Wellen (mit definierten Randbedingungen)

g – ähnliche Böschungsgeometrie (steile Bauwerksböschung)

h – ähnliche Durchlässigkeit der Böschung

i – ähnlicher Böschungsaufbau (Geometrie, Durchlässigkeit und Schichtaufbau)

j – ähnliche Wellenbrechergeometrie

k – ähnlicher Aufbau des gesamten Wellenbrechers

l – kein Wellenüberlauf

m – Unsicherheit bei der Übertragung des empirischen Lauflängenkoeffizienten κ_x

lenreflexion am Bauwerk und nichtlinearer Einflüsse. Die Ergebnisse sind auf Wellenspektren übertragen, sie gelten jedoch nur für nichtbrechende Wellen.

Bereich 2: Auf der Grundlage des theoretischen Modells der Wellenbewegung über rauhen, durchlässigen Böschungen wurden Ansätze zur Beschreibung des Auflaufprozesses (Auflaufhöhe und Asymmetrie), des Wasserspiegelverlaufs und der lokalen Wellenhöhen über der Böschung sowie der Druckverteilung auf der Böschungsoberfläche und der Höhe der Druckoszillationen entwickelt. Nichtlineare Einflüsse wurden dabei weitestgehend berücksichtigt, ausgeprägtes Wellenbrechen auf der Bauwerksböschung wurde jedoch nicht erfaßt. Darüber hinaus wurden der Set-down vor dem Bauwerk beschrieben.

Bereich 3: Die hydraulischen Prozesse im Böschungsbereich wurden in erster Linie empirisch beschrieben, so daß die Gültigkeit der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Ansätze begrenzter als in den übrigen Bereichen ist. Die Beschreibung umfaßt die wesentlichen hydraulischen Prozesse einschließlich des internen Wellenbrechens und des Lufteintrags in den Wellenbrecherkern.

Bereich 4: Die wichtigsten Ergebnisse der Untersuchungen zur Wellenausbreitung im Kernbereich des Wellenbrechers sind:

- die Erweiterung des zuvor entwickelten theoretischen Dämpfungsansatzes;
- die Bestätigung der Verfahrens zur Beschreibung der Wellenausbreitung in porösen Medien;
- die Beschreibung des tatsächlichen hydraulischen Verhältnisse im Kernbereich des Wellenbrechers, die z.T. in krassem Widerspruch zu den Annahmen bekannter theoretischer Modelle stehen.

Bereich 5: Die Untersuchungen im Hafenbereich beschränkten sich auf die Ermittlung der Wellentransmission als Grundlage für die Bestimmung der Energiedissipation im gesamten Bauwerk. Die im Bereich 4 und 5 ermittelten Ansätze setzten voraus, daß kein Wellenüberlauf auftritt.

Die Auflistung in Tab. 9.1 zeigt, wie umfangreich die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen sind. Es ist eine detaillierte Beschreibung der hydraulischen Prozesse an und in einem geschütteten Wellenbrecher entstanden, die außerordentlich viele Aspekte umfaßt. Externe und interne Strömungsvorgänge sowie die Wechselwirkungen zwischen beiden Prozessen im Böschungsbereich des Wellenbrechers sind analysiert worden. Die Gesamtheit der experimentellen Ergebnisse stellt das wichtigste Resultat dieser Arbeit dar.

9.2 Anwendung der Ergebnisse

Die Ergebnisse dieser Arbeit sollen in erster Linie in der Forschung Anwendung finden. Sie stellen eine wichtige Grundlage für weiterführende Arbeiten dar, an deren Ende Ergebnisse von praktischer Bedeutung stehen werden. Darüber hinaus sind einige Ergebnisse auch für die praktische Anwendung bei der Planung und beim Entwurf geschütteter Wellenbrecher von Bedeutung.

Anwendung in der Forschung

Theoretische Untersuchungen: Im Rahmen dieser Arbeit wurden theoretische Ansätze für die Wellenbewegung über einer steilen teildurchlässigen Böschung und ein Vorgehen für die Beschreibung der Wellenausbreitung im Kern des Wellenbrechers entwickelt, die über die bekannten Ansätze hinausgehen. Die Genauigkeit dieser Ansätze wurde überprüft, die Unzulänglichkeiten analysiert und dargestellt. Es wurde gezeigt, daß wesentliche Aspekte der Wellenbewegung an und in einem geschütteten Wellenbrecher durch einfache lineare Ansätze näherungsweise erfaßt werden können. Damit sind alle Voraussetzungen für die Erweiterung und Verbesserung dieser Ansätze erfüllt.

Bei der linearen Beschreibung der Wellenbewegung über der Bauwerksböschung sollte nach Möglichkeiten gesucht werden, die Asymmetrie des Wellenaufbaus zu berücksichtigen. Eine Korrektur der mittleren Wasserspiegellage gegenüber dem Ruhewasserspiegel unter Berücksichtigung der Partikelauslenkungen an der Oberfläche (bei Lagrangescher Betrachtung) bietet u.U. einen Lösungsansatz für dieses Problem. Außerdem müssen die Strömungsprozesse im Böschungskörper bei der Beschreibung der nichtreflektierten Wellenanteile stärker berücksichtigt werden.

Experimentelle Untersuchungen: Die vorliegende Arbeit kann als Hilfsmittel für die Planung, Durchführung und Analyse von hydraulischen Modellversuchen mit geschütteten Wellenbrechern verwendet werden.

Die hier ermittelten Einflußfaktoren für die verschiedenen hydraulischen Prozesse erlauben eine effiziente Gestaltung des Versuchsprogramms durch gezielte Variation der jeweiligen Einflußparameter. Die anschauliche Beschreibung der hydraulischen Prozesse am und im Bauwerk hilft bei der Auswahl der günstigsten Meßpositionen.

Auch für die Auswertung von Modellversuchen liefert die vorliegende Arbeit eine Vielzahl von Hinweisen. So kann beispielsweise die hier verwendete Form der Simultananalyse für andere Untersuchungen genutzt werden.

Numerische Untersuchungen: Auch für die numerische Modellierung der Strömungsprozesse an und in einem geschütteten Wellenbrecher können die vorliegenden experimentellen Ergebnissen genutzt werden.

Es wurde gezeigt, daß die Porenwasserdruckverteilung im Kern und damit auch der hydraulische Widerstand in diesem Bereich wesentlich durch Lufteintrag beeinflußt werden. Somit sollte bei der Simulation der Innenströmung im oberflächennahen Bereich des Wellenbrechers eine Zweiphasenströmung mit variablem (zeitlich und räumlich) Luftgehalt angenommen werden.

Weiterhin zeigen die Untersuchungen zur Druckverteilung im Böschungsbereich des Wellenbrechers, daß die Wellenbewegung auf der Böschungsoberfläche für nichtbrechende Wellen in guter Näherung durch ein eindimensionales Modell beschrieben werden kann. Für die Simulation der Strömungsprozesse im Böschungskörper ist ein eindimensionales Modell dagegen nur bedingt geeignet.

Bei einer plötzlichen Änderung der Eigenschaften des porösen Mediums (Schichtgrenze, Oberfläche) kommt es zu einem sprunghaften Druckanstieg. Um diesen Drucksprung vollständig zu beschreiben, sollte bei der Simulation der Innenströmung die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Porenraum (unter Berücksichtigung des reduzierten Fließquerschnitts) und nicht die Filtergeschwindigkeit verwendet werden. Dieses Vorgehen ist aufwendiger als die Verwendung der Filtergeschwindigkeit. Der tatsächliche Druck- und Geschwindigkeitsverlaufs an den Schichtgrenzen und an der Böschungsoberfläche wird aber vermutlich nur auf diese Weise erfaßt. Darüber hinaus erscheint es sinnvoll, für die Schichtgrenzen ebenso wie für die Böschungsoberfläche eine gewisse räumliche Ausdehnung (z.B. $1/2 d_{n50}$) anzusetzen.

Schließlich bieten die detaillierte Auswertung, Darstellung und Beschreibung des untersuchten Wellenbrechermodells sowie der Wasserspiegelauslenkungen und Druckverteilungen eine breite Grundlage für die Verifikation und Kalibrierung numerischer Modelle zur Simulation der hydraulischen Prozesse in einem geschütteten Wellenbrecher.

Hinweis: Die Meßdaten und Ergebnisse der Datenanalysen sind verfügbar am Leichtweiß-Institut.

Praktische Anwendung

Bei der Bemessung geschütteter Wellenbrecher sind u.U. auch die Belastungen durch nicht- oder nur leichtbrechende Wellen maßgeblich. So kann z.B. der höchste Wellenaufbau auf der Deckschicht durch die größte, auf der Bauwerksböschung „nichtbrechende Welle“ verursacht werden. Dieser Wellenaufbau kann mit den hier entwickelten Ansätzen für die Wellenaufbauhöhe, die Asymmetrie des Auflaufs und den Set-up auf der Deckschicht berechnet werden (Abschnitt 6.2 und 8.1).

Weitere Kennwerte, die für die Bemessung von Bedeutung sind und mit den in dieser Arbeit entwickelten Ansätzen abgeschätzt werden können sind u.a. die maximale Reflexion (für die Navigation im Nahfeld, Abschnitt 5.2) und die Wellenhöhenabnahme im Kern (für die Wellentransmission, Abschnitt 7.1). Darüber hinaus gibt es insbesondere für noch nicht fertiggestellte Wellenbrecher kritische Belastungen, die von relativ moderaten (nichtbrechenden) Wellen ausgehen. In solchen Fällen liefern z.B. die Ansätze für die maximalen Druckgradienten in den verschiedenen Böschungsschichten wertvolle Hinweise auf die zu erwartenden Belastungen (Abschnitt 8.3).

In der Regel müssen beim Entwurf eines geschütteten Wellenbrechers auch Belastungssituationen beurteilt werden, für die es keine Bemessungsansätze gibt. Dazu gehört z.B. die Stabilität des Wellenbrechers im Bauzustand. Die Entwicklung praktikabler Lösungen setzt ein weitgehendes Verständnis der hydraulischen Prozesse oder umfangreiche experimentelle Untersuchungen voraus. Diese Arbeit vermittelt eine anschauliche Vorstellung der Strömungsprozesse am und im Bauwerk (s. z.B. Abschnitt 8.3) und ist damit gleichermaßen nützlich (i) für die Entwicklung von Lösungen in solchen Fällen und (ii) für die Planung, Durchführung und Auswertung von Modellversuchen zur Überprüfung und Optimierung dieser Lösungen.

9.3 Ausblick

Mit der vorliegenden Arbeit konnten viele Fragen hinsichtlich der Wellenbewegung an und in geschütteten Wellenbrechern beantwortet werden. Gleichzeitig soll diese Arbeit aber auch eine gezieltere Hinterfragung der hydraulischen Prozesse und ihrer Auswirkungen ermöglichen. Sie stellt somit auch eine Grundlage für die Planung weitergehender Forschungsarbeiten dar (s. Abschnitt 9.2) und eröffnet neue Möglichkeiten bei der Analyse der Strömungsprozesse an und in geschütteten Wellenbrechern. Das Ziel künftiger Untersuchungen ist, ein so weitgehendes Verständnis der Strömungsprozesse im Bauwerk zu erreichen, daß kritische Situationen für die Stabilität der Deckschicht, der Fußvorlage, des Kronenbauwerks und der gesamten Bauwerksböschung sicher prognostiziert und gezielt reproduziert werden können.

Im folgenden sind die wichtigsten Fragestellungen aufgeführt, die bei den vorliegenden Untersuchungen ausgeklammert wurden und deshalb offen blieben. Darüber hinaus wurden die wesentlichen Fragen, die bei den hier durchgeführten Auswertungen und Analysen aufgeworfen wurden, zusammengestellt. Ein detaillierter Ausblick findet sich am Ende jedes Kapitels.

1. Fragen, die bei den vorliegenden Untersuchungen offen blieben:

- Wie verändern sich die Wellenverhältnisse im Nahfeld, wenn die anlaufenden Wellen auf dem Vorstrand brechen?
- Welchen Einfluß hat ein ausgeprägtes Wellenbrechen auf der Wellenbrecherböschung auf:
 - die Wellenbewegung (Wasserspiegelverlauf und Druckverteilung) auf der Böschung;
 - den Wellenauflauf;
 - die Wellenreflexion und die gesamte Energiedissipation am und im Bauwerk;
 - den Lufteintrag;
 - die Druckverteilung im Bauwerk und die internen Strömungen?
- Welchen Einfluß hat der Aufbau der Wellenbrecherböschung (Geometrie, Durchlässigkeit, Schichtung) auf:
 - den Wellenauflauf auf der Oberfläche;
 - die Wellenauflaufdämpfung in den oberflächennahen Böschungsschichten;
 - die Wasserspiegel- und Druckgradienten im Böschungsbereich;
 - das interne Wellenbrechen;
 - den Set-up im Bauwerk;
 - den Lufteintrag?
- Wann hat die Wassertiefe am Bauwerksfuß einen wesentlichen Einfluß auf die Wellenbewegung und die Strömungsprozesse am und im Bauwerk?
- Wie beeinflussen die Wechselwirkungen zwischen den Wellen (Wellengruppen) die folgenden Prozesse:

- den Wellenaufbau und die Wellenaufbaudämpfung;
- die Entwicklung des Set-up im Böschungsbereich;
- die Wasserspiegel- und Druckgradienten im Böschungsbereich?

2. Fragen, die durch die vorliegenden Untersuchungen aufgeworfen wurden:

- Wie können die Asymmetrie des Wellenaufbaus und die internen Strömungsprozesse angemessen in einem einfachen linearen Modell der Wellenbewegung auf der Böschung berücksichtigt werden?
- Wie können die Wellenzahl und der Dämpfungskoeffizient für einen geschütteten Wellenbrecher unter Berücksichtigung des Böschungseinflusses und des Lufteintrags abgeschätzt werden?
- Wie groß ist die Wellentransmission durch die Böschungsoberfläche, und wieviel Energie wird auf der rauhen Bauwerksböschung dissipiert?
- Welchen Einfluß hat ein diskontinuierlicher Druckverlauf an den Schichtgrenzen auf die Druckverteilung und die Strömungen im Böschungsbereich?
- Wie entsteht der Phasenversatz zwischen den Druckoszillationen in verschiedenen Höhenlagen des Wellenbrecherkerns?
- Welche Bedeutung hat die Wellenreflexion am landseitigen Ende des Wellenbrechers für die Druckverteilung im Bauwerk?

Schrifttum

ADEL, H. DEN (1987): Re-analysis of permeability measurements using Forchheimer's equation. Delft Geotechnics, Report C0-272550/56.

ADEL, H. DEN (1991): Inventory of existing knowledge on permeability formulae. Delft Geotechnics, Report C0-307990/20; MAST G6; Project 1: Wave Action on and in Coastal Structures.; pp. 27.

AHRENS, J.P.; HEIMBAUGH, M.S. (1988): Irregular wave runup on riprap revetments. ASCE; *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*; Vol. 114, No. 4, pp. 524–530.

AHRENS, J.P.; SEELIG, W.N.; WARD, D.L.; ALLSOP, W. (1993): Wave runup on and wave reflection from coastal structures. ASCE; *Proceedings of the International Symposium on Ocean Wave Measurement and Analysis*; pp. 489–502; New York.

AIRY, G.B. (1845): Tides and waves. J.J. Griffin; *Encyclopaedia Metropolitana*; pp. 241–396; London.

BALDOCK, T.E.; HOLMES, P. (1996): Pressure gradients within sediment beds. ASCE; *Proceedings International Conference Coastal Engineering (ICCE)*; Vol. 25, No. 4, pp. 4161–4173; Orlando, Florida.

BARENDT, F.B.J. (1980): Nonlinearity in groundwater flow. Ph.D. Thesis; Delft University of Technology; Delft.

BARENDT, F.B.J. (1993): Hydromechanics of porous media in the maritime environment. Abbott, Price; *Coastal, Estuarial and Harbour Engineers Reference Book*; pp. 425–438; Chapman & Hall, London.

BATTJES, J.A. (1974): Surf similarity. ASCE; *Proceedings International Conference Coastal Engineering (ICCE)*; Vol. 14, No. 1, pp. 466–477; New York.

BIESEL, F. (1950): Equations de l'écoulement non lent en milieu perméable. *Houille Blanche*; No. 2, pp. 157.

BIESEL, F. (1952): Study of wave propagation in water of gradually varying depth. *Circular of the National Bureau of Standards (NBS)*; No. 521, pp. 243–253; Gaithersburg, Md..

BOUWS, E.; GUNTHER, H.; VINCENT, C.L. (1985): Similarity of the wind wave spectrum in finite depth water — 1. Spectral form. *Journal of Geophysical Research (JGR). C. Oceans*; Vol. 90, pp. 975–986.

Brockhaus (1989): Physik. Hrsg. R. Lenk; 2. Auflage, VEB F.A. Brockhaus Verlag, Leipzig.

- BRUUN, P.; JOHANNESSON, P. (1976): Parameters affecting stability of rubble mounds. ASCE; *Journal of Waterways, Harbors and Coastal Engineering Division*; Vol. 102, No. 2, pp. 141–165;
- BRUUN, P. (1985): Design and construction of mounds for breakwaters and coastal protection. *Developments in Geotechnical Engineering*; Vol. 37; Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam
- BURCHARTH, H.F. (1993): The design of breakwaters. Abbott, M.B.; Price, W.A.; *Coastal, Estuarial and Harbour Engineers' Reference Book*; pp. 381–424; Chapman & Hall, London.
- BURCHARTH, H.F.; ANDERSEN, O.H. (1995): On the one-dimensional steady and unsteady porous flow equations. *Coastal Engineering*; Vol. 24, pp. 233–257; Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam.
- BÜRGER, W.; OUMERACI, H.; PARTENSKY, H.W. (1988): Geohydraulic investigations of rubble mound breakwaters. ASCE; *Proceedings International Conference Coastal Engineering (ICCE)*; Vol. 21, pp. 15; Malaga, Spain.
- CARMAN, P.C. (1937): Fluid flow through granular beds. *Trans. Inst. of Chemical Eng.*; Vol. 15, pp. 150–166; London.
- CARRIER, G.F.; GREENSPAN, H.P. (1958): Water waves of finite amplitude on a sloping beach. *Journal of Fluid Mechanics*; Vol. 4, pp. 97–106.
- CARRY, C. (1953): Clapotis partiel. *Houille Blanche*; Vol. 4, pp. 482–494.
- CERC (1984): Shore protection manual. Vol. 1 & 2; Coastal Engineering Research Center; 4th Edition, pp. 800; U.S. Army Corps of Engineers, Vicksburg, Mississippi, USA.
- CHU, V.H.; MEI, C.C. (1970): On slowly-varying Stokes waves. *Journal of Fluid Mechanics*; Vol. 41, pp. 873–887.
- DALRYMPLE, R.A.; LOSADA, M.A.; MARTIN, P. (1991): Reflection and transmission from porous structures under oblique wave attack. *Journal of Fluid Mechanics*; Vol. 224, pp. 625–644.
- DARCY, H. (1856): Les Fontaines publiques de la Ville de Dijon. Dalmont, Paris.
- DAVIDSON, M.A.; BIRD, P.A.D.; HUNTLEY, D.A.; BULLOCK, G.N. (1996): A new non-dimensional number for the analysis of wave reflection from rubble mound breakwaters. *Coastal Engineering*; Vol. 28, pp. 93–120; Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam.
- DEAN, R.G. (1965): Stream function representation of nonlinear ocean waves. *Journal of Geophysical Research (JGR)*; Vol. 70, No. 18, pp. 4561–4572.
- DORN, W.G. VAN (1966): Boundary dissipation of oscillatory waves. *Journal of Fluid Mechanics*; Vol. 24, pp. 769–779.
- DRETTA, E.; SOLLITT, C.K. (1994): Wave runup on a dolos armoured slope: large scale experiments. IAHR; *Proceedings International Symposium: Waves- physical and numerical modelling*; pp. 1354–1363; Vancouver, Canada.
- EAK (1993): Empfehlungen für die Ausführungen von Küstenschutzwerken. Empfehlungen A: Äußere Belastung als Grundlage für Planung und Bemessung von Küstenschutzwerken. KFKI;

Die Küste. Archiv für Forschung und Technik an der Nord- und Ostsee.; Vol. 55, pp. 4–214; Boyens & Co., Heide in Holstein, Germany.

ENGELUND, F.A. (1953): On the laminar and turbulent flow of groundwater through homogeneous sand. *Transactions Danish Academy of Technical Sciences*; Vol. 3, No. 4, pp. 1.

ERGUN, S.; ORNING, A.A. (1949): Fluid flow through randomly packed columns and fluidized beds. *Journal of Industrial Eng. Chemistry*; Vol. 41, No. 6, pp. 1179–1189.

ERGUN, S. (1952): Fluid flow through packed columns. *Chem. Engrg. Progress*; Vol. 48, pp. 89–94.

FENTON, J.D. (1979): A higher order cnoidal wave theory. *Journal of Fluid Mechanics*; Vol. 94, pp. 129–161.

FENTON, J.D. (1985): A fifth-order Stokes theory for steady waves. ASCE; *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*; Vol. 111, No. 2, pp. 216–234;

FENTON, J.D. (1988): The numerical solution of steady water wave problems. *Computers and Geosciences*; Vol. 14, pp. 357–368.

FRIEDRICHS, K.O. (1948): Water waves on a shallow sloping beach. *Communications on pure and applied mathematics*; No. 1, pp. 109–134.

FORCHHEIMER, P. (1901): Wasserbewegung durch Boden. *Zeitschrift Verband Deutscher Ingenieure*; No. 45.

GALVIN, C.J. (1968): Breaker type classification on three laboratory beaches. *Journal of Geophysical Research*; Vol. 73, No. 12, pp. 3651–3659.

GAUGHAN, M.K.; KOMAR, P.D. (1975): The theory of wave propagation in water of gradually varying depth and the predi type and height. *Journal of Geophysical Research (JGR)*; Vol. 80, No. 21, pp. 2991–2996.

GENT, M.R.A. VAN (1992): Formulae to describe porous flow. Faculty of Civil Engineering; *Communications on Hydraulic and Geotechnical Engineering*; Report No. 92–2; pp. 50; Delft University of Technology, Delft.

GENT, M.R.A. VAN (1993): Stationary and oscillatory flow through coarse porous media. Faculty of Civil Engineering; *Communications on Hydraulic and Geotechnical Engineering*; Report No. 93–9; pp. 61; Delft University of Technology, Delft.

GENT, M.R.A. VAN (1994): The modelling of wave action on and in coastal structures. *Coastal Engineering*; Vol. 22, No. 3/4, pp. 311–339; Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam.

GENT, M.R.A. VAN (1994): Permeability measurements for the modelling of wave action on and in porous stru. ASCE; *Proceedings Conference on Coastal Dynamics*; pp. 671–685; Barcelona, Spain.

GENT, M.R.A. VAN; TĚNJES, P.; PETIT, H.A.H.; VAN DEN BOSCH, P. (1994): Wave action on and in permeable structures. ASCE; *Proceedings International Conference Coastal Engineering (ICCE)*; Vol. 24, No. 2, pp. 1739–1753; Kobe, Japan.

GENT, M.R.A. VAN (1995): Porous flow through rubble-mound material. ASCE; *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*; Vol. 121, No. 3, pp. 176–181.

- GIMENEZ-CURTO, L.A. (1979): Comportamiento de los diques rompeolas bajo la acción del oleaje (Behaviour of rubble mound breakwaters under wave action). Ph.D. Thesis, University of Santander; Santander.
- GODA, Y.; ABE, Y. (1968): Apparent coefficient of partial reflection of finite amplitude waves. PHRI; *Report of the Port and Harbour Research Institute*; Vol. 7, No. 3, pp. 3–56.
- GODA, Y. (1983): A unified nonlinearity parameter of water waves. PHRI; *Report of the Port and Harbour Research Institute*; Vol. 22, No. 3, pp. 3–30.
- GODA, Y. (1985): Random Seas and Design of Maritime Structures. pp. 323; University of Tokyo Press, Tokyo.
- GROOT, M.B. DE; YAMAZAKI, H.; VAN GENT, M.R.A.; KHEYRURI, Z. (1994): Pore pressures in rubble mound breakwaters. ASCE; *Proceedings International Conference Coastal Engineering (ICCE)*; Vol. 24, No. 2, pp. 1727–1738; Kobe, Japan.
- GU, Z.; WANG, H. (1991): Gravity waves over porous bottoms. *Coastal Engineering*; Vol. 15, pp. 695–524; Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam.
- GÜNBAK, A.R. (1976): The stability of rubble-mound breakwaters in relation to wave breaking and run-down and to the Iribarren-Number. Ph.D. Thesis; Division of Port and Harbour Engineering, Norwegian Institute of Technology, Trondheim.
- HALD, T. (1998): Wave induced loading and stability of rubble mound breakwaters. Aalborg University; *Ph.D. Thesis*; pp. 144; Aalborg, Denmark.
- HALL, K.R. (1987): A study of the stability of rubble mound breakwaters. *Ph.D. Thesis; University of New South Wales; School of Civil Engineering*; pp. 389; Australia.
- HALL, K.R. (1991): Trends in phreatic surface motion in rubble-mound breakwaters. ASCE; *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*; Vol. 117, No. 2, pp. 179–187; New York;
- HALL, K.R. (1994): Hydrodynamic pressure changes in rubblemound breakwater armour layers. IAHR; *Proceedings International Symposium: Waves – Physical and Numerical Modelling*; pp. 1394–1403; Vancouver, Canada.
- HANNOURA, A.A.; MCCORQUODALE, J.A. (1978): Air-water flow in coarse granular media. ASCE; *Journal of Hydraulics Division*; Vol. 104, No. 7, pp. 1001–1010.
- HANNOURA, A.A.; BARENDT, F.B.J. (1981): Non-darcy flow: A state of the art. *Proceedings of Euromech 143*; pp. 37–51; Delft.
- HANNOURA, A.A.; MCCORQUODALE, J.A. (1985): Rubble mounds: numerical modelling of wave motion. ASCE; *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*; Vol. 111, No. 5, pp. 800–817; New York.
- HANNOURA, A.A.; MCCORQUODALE, J.A. (1985): Rubble mounds: Hydraulic conductivity equation. ASCE; *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*; Vol. 111, No. 5, pp. 783–799; New York.
- HASSELMANN, K.; BARNETT, T.P.; BOUWS, E.; CARLSON, H.; CARTWRIGHT, D.E.; ENKE, K.; EWING, J.A.; GIENAPP, H.; HASSELMANN, D.E.; KRUSEMANN, P.; MEERBURG,

- A.; MÜLLER, P.; OLBERS, D.J.; RICHTER, K. (1973): Measurement of wind-growth and swell during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP). *Ergänzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift*; A8 (12); Deutsches Hydrographisches Institut, Hamburg.
- HEGDE, A.V.; SRINIVAS, R.P. (1994): Effect of core porosity on stability and run-up of breakwaters. *Ocean Engineering*; Vol. 22, pp. 13; Pergamon.
- HÖLSCHER, P.; DE GROOT, M.B.; VAN DER MEER, J.W. (1988): Simulation of internal water movement in breakwaters. Kolkman et al.; *Modelling Soil-Water-Structure Interactions*; pp. 427–433; Balkema, Rotterdam, Niederlande.
- HUANG, L.H.; CHAO, H.I. (1992): Reflection and transmission of water wave by porous breakwater. American Society of Civil Engineers; *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*; Vol. 118, No. 5, pp. 437–452; New York.
- HUGHES, S.A. (1993): Estimating laboratory wave reflection using laser doppler. ASCE; *Proceedings of the International Symposium on Ocean Wave Measurement and Analysis*; pp. 918–933; New York.
- HUGHES, S.A.; FOWLER, J.E. (1995): Estimating wave-induced kinematics at sloping structures. ASCE; *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*; Vol. 121, No. 4, pp. 209–215.
- ISAACSON, E. (1950): Water waves on a sloping bottom. *Communications on pure and applied mathematics*; Vol. 3, pp. 1–32.
- ISAACSON, M. (1976): The viscous damping of cnoidal waves. *Journal of Fluid Mechanics*; Vol. 75, pp. 449–457.
- IWAGAKI, Y.; TSUCHIYA, Y. (1966): Laminar damping of oscillatory waves due to bottom friction. ASCE; *Proceedings International Conference Coastal Engineering (ICCE)*; Vol. 10, pp. 149–174; Tokyo.
- KELLER, J.B.; KELLER, H.B. (1964): Water wave run-up on a beach. *Service Bureau Corporation Research Report, Contract No. NONR 3828(00)*; prepared for Office of Naval Research, Washington, D.C., New York.
- KITAIGORODSKII, S.A.; KRASITSKII, V.P.; ZASLAVSKII, M.M. (1975): On Phillips' theory of equilibrium range in the spectra of wind-generated gravity waves. *Journal of Physical Oceanography*; Vol. 5, pp. 410–420.
- KLOPMAN, G.; VAN DER MEER, J.W. (1999): Random wave measurements in front of reflective structures. ASCE; *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*; Vol. 125, No. 1, pp. 39–52.
- KOENDERS, M.A. (1985): Hydraulic criteria for filters. Delft Geotechnics, unnumbered Report; Estuary Filters.
- KOH, R.C.Y.; LE MÉHAUTÉ, B. (1966): Wave shoaling. *Journal of Geophysical Research (JGR)*; Vol. 71, No. 8, pp. 2005–2015.
- KONDO, H.; TOMA, S. (1972): Reflection and transmission for a porous structure. ASCE; *Proceedings International Conference Coastal Engineering (ICCE)*; Vol. 13, pp. 1847–1866; New York.

KOZENY, J. (1927): Über kapillare Leitung des Wassers im Boden. *Sitzungs-Berichte der Wiener Akademie der Wissenschaft*; Rep. 11a; pp. 271–306; Wien.

LAMB, H. (1932): *Hydrodynamics*. pp. 738; Cambridge University Press, Cambridge, UK; first published in 1879.

LE MÉHAUTÉ, B. (1957): Perméabilité des digues en enrochements aux ondes de gravité périodiques. *Houille Blanche*; Vol. 6, pp. 903–919.

LE MÉHAUTÉ, B. (1958): Perméabilité des digues en enrochements aux ondes de gravité périodiques (suite). *Houille Blanche*; Vol. 2, pp. 148–179.

LE MÉHAUTÉ, B.; WEBB, L.M. (1964): Periodic gravity waves over a gentle slope at a third order approximation. ASCE; *Proceedings International Conference Coastal Engineering (IC-CE)*; Vol. 9, pp. 23–40.

LEAN, G.H. (1967): A simplified theory of permeable wave absorbers. IAHR; *Journal of Hydraulic Research*; Vol. 5, No. 1, pp. 15–30.

LEVSEN, A. (1998): Untersuchung der hydraulischen Eigenschaften eines grobkörnigen porösen Mediums bei stationärer Strömung. Studienarbeit; Institut für Grundbau und Bodenmechanik; Technische Universität Braunschweig; Braunschweig; pp. 53.

LEWY, H. (1946): Water waves on sloping beaches. *Bulletin of the American Mathematical Society*; Vol. 52, No. 9, pp. 737–775.

LONGUET-HIGGINS, M.S. (1952): On the statistical distribution of the heights of sea waves. *Journal of Marine Research*; Vol. 11, No. 3, pp. 245–266.

LÓPEZ, C. (1998): Influencia de la reflexión del oleaje en la estabilidad de diques en talud. Ph.D. Thesis; Universidad de Cantabria, Santander.

LOSADA, I.J. (1996): Wave interaction with permeable structures. Ph.D. Thesis; University of Delaware, Delaware, USA.

LOSADA, I.J.; SILVA, R.; LOSADA, M.A. (1997): Effects of vertical reflective structures permeability on random wave kinematics. ASCE; *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*; Vol. 123, No. 6, pp. 347–353.

LOSADA, I.J.; DALRYMPLE, R.A.; LOSADA, M.A. (1998): Wave-induced mean flows in vertical rubble mound structures. *Coastal Engineering*; Vol. 35, No. 4, pp. 251–281; Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam.

LOVELESS, J.H.; DEBSKI, D.; MACLEOD, A.B. (1998): Sea level set-up behind detached breakwaters. ASCE; *Proceedings International Conference Coastal Engineering (ICCE)*; Vol. 26, No. 2, pp. 1665–1679; Copenhagen, Denmark.

MADSEN, O.S. (1974): Wave transmission through porous structures. ASCE; *Journal of Waterways, Harbors and Coastal Engineering Division*; Vol. 100, No. 3, pp. 169–188.

MADSEN, O.S.; WHITE, S.M. (1976): Energy dissipation on a rough slope. ASCE; *Journal of Waterways, Harbors and Coastal Engineering Division*; Vol. 102, No. 1, pp. 31–48; New York.

- MANSARD, E.P.D.; FUNKE, E.R. (1980): The measurement of incident and reflected spectra using a least squares method. ASCE; *Proceedings International Conference Coastal Engineering (ICCE)*; Vol. 17, No. 1, pp. 154–172; Sydney, Australia.
- MCCORQUODALE, J.A.; HANNOURA, A.A.; NASSER, M.S. (1978): Hydraulic conductivity of rockfill. IAHR; *Journal of Hydraulic Research*; Vol. 16, No. 2, pp. 16.
- MEER, J.W. VAN DER (1988): Rock slopes and gravel beaches under wave attack. Ph.D. Thesis; Delft University of Technology, Delft, Netherlands.
- MEER, J.W. VAN DER (1992): Conceptual design of rubble mound breakwaters. Lamberti, A.; *Proceedings of the Short Course on Design and Reliability of Coastal Structures*; pp. 447–510; Tecnoprint, Bologna.
- MELBY, J.A.; KOBAYASHI, M. (1996): Incipient motion of breakwater armour units. ASCE; *Proceedings International Conference Coastal Engineering (ICCE)*; Vol. 25, No. 2, pp. 1803–1815; Florida, Orlando.
- MICHE, R. (1944): Mouvements ondulatoires de la mer en profondeur constante ou décroissante. Ministère des Travaux Publics et des Transports; *Annales des Ponts et Chaussées*; Vol. 114; pp. 25–78, 131–164, 270–292, 369–406; Paris.
- MICHE, R. (1951): Le pouvoir réfléchissant des ouvrages maritimes exposés à l'action de la houle. Ministère des Travaux Publics et des Transports; *Annales des Ponts et Chaussées*; Vol. 121; No. 3/12, pp. 285–319; Paris.
- MILES, J.W. (1976): Damping of weakly non-linear shallow-water waves. *Journal of Fluid Mechanics*; Vol. 76, pp. 251–257.
- MORY, M.; HAMM, L. (1997): Wave height, setup and currents around a detached breakwater submitted to regular or random waves forcing. *Coastal Engineering*; Vol. 31, No. 1/4, pp. 77–96; Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam.
- MUTTRAY, M.; OUMERACI, H.; ZIMMERMANN, C.; PARTENSKY, H.–W. (1992): Wave energy dissipation on and in rubble mound breakwaters. ASCE; *Proceedings International Conference Coastal Engineering (ICCE)*; Vol. 23, pp. 1434–1447; Venice, Italy.
- MUTTRAY, M.; WINKEL, E. (1993): Nichtlineare Kalibrierung am Beispiel von Wellenauf-
laufpegeln. Technischer Bericht; *Sonderforschungsbereich 205, Teilprojekt B13: Bemessung geschütteter Wellenbrecher*; pp. 18; Franzius Institut, Universität Hannover.
- MUTTRAY, M.; OUMERACI, H.; ZIMMERMANN, C. (1995): Wave-induced flow in a rubble mound breakwater. *Proceedings of Coastal and Port Engineering in Developing Countries*; Vol. 4, pp. 1219–1231; Rio de Janeiro, Brazil.
- NAVIER, C.L.M.H. (1822): Mémoire sur les Lois du Mouvement des Fluides. *Mém. de l'Acad. des Sciences*; Vol. 6, pp. 389–416.
- PIANC (1986): List of sea state parameters. IAHR; *Permanent International Association of Navigation Congresses*; Supplement to Bulletin No.52; pp. 24; Brussels.
- OHYAMA, T.; JENG, D.S.; HSU, J.R.C. (1995): Fourth order theory for multiple-wave-interaction. *Coastal Engineering*; Vol. 25, No. 1/2, pp. 43–63; Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam (erratum: Vol. 26, pp. 297–298).

OUMERACI, H.; PARTENSKY, H.W. (1990): Wave-induced pore pressure in rubble mound breakwater. ASCE; *Proceedings International Conference Coastal Engineering (ICCE)*; Vol. 22, pp. 14; Delft, Netherlands.

OUMERACI, H. (1991): Wave induced pore pressure in rubble mound breakwaters – Results and data set from large-scale model tests. Mast G6-S / Project 1: Wave Action on and in Coastal Structures; Franzius Institute; SFB 205; University Hannover, Hannover, Germany.

OUMERACI, H. (1997): Hydromechanik. Vorlesungsumdruck; *Leichtweiß Institut für Wasserbau, Abt. Hydromechanik und Küsteningenieurwesen, TU Braunschweig*, Braunschweig; pp. 261.

PENNEY, W.G.; PRICE, A.T. (1952): Finite periodic stationary gravity waves in a perfect liquid. Part 2: Some gravity wave problems in the motion of perfect liquids. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*; A, Vol. 244, No. 882, pp. 254–284.

PHILLIPS, O.M. (1977): Dynamics of the upper ocean. 2nd Edition, Cambridge University Press, Cambridge.

POLUBARINOVA-KOCHINA, P.Y. (1962): Theory of groundwater movement. Princeton University Press; Princeton, N.J.

POISSON, D. (1829): Mémoire sur les Équations générales de l'Équilibre et du Mouvement des Corps solides élastiques et des Fluides. *Journ. de l'École Polytechn.*; Vol. 8, No. 1.

POSTMAR, G.M. (1989): Wave reflection from rock slopes under random wave attack. M.Sc. Thesis; Delft University of Technology, Delft, Netherlands.

PUTNAM, J.A.; JOHNSON, J.W. (1949): The dissipation of wave energy by bottom friction. *Transactions American Geophysical Union*; Vol. 30, pp. 67–74.

REYNOLDS, O. (1895): On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*; A 186, pp. 123–164.

RIENECKER, M.M.; FENTON, J.D. (1981): A Fourier approximation method for steady water waves. *Journal of Fluid Mechanics*; Vol. 104, pp. 119–137.

ROUCK, J. DE; VAN DAMME, L. (1996): Overall slope stability analysis of rubble mound breakwaters. ASCE; *Proceedings International Conference Coastal Engineering (ICCE)*; Vol. 25, No. 2, pp. 1603–1616; Orlando, Florida.

SAINT-VENANT, DE (1843): *Comptes Rendus*; Vol. 17, pp. 1240.

SAKAI, T.; BATTJES, J.A. (1980): Wave shoaling calculated from Coker's theory. ASCE; *Proceedings International Conference Coastal Engineering (ICCE)*; Vol. 17, No. 1, pp. 121–134; Sydney, Australia.

SAVAGE, R.P. (1953): Laboratory study of wave energy losses by bottom friction and percolation. Beach Erosion Board; U.S. Army Corps of Engineers; *Technical Memorandum*; No. 31, pp. 1–25.

SAWARAGI, T.; IWATA, K.; KOBAYASHI, M. (1982): Condition and probability of occurrence of resonance on steep slopes of coastal structures. *Coastal Engineering in Japan*; Vol. 25, pp. 75–90.

- SAWARAGI, T.; RYU, C.; IWATA, K. (1983): Considerations of the destruction mechanism of rubble mound breakwaters due to the resonance phenomenon. *Proceedings of the 8th International Harbour Congress*; pp. 3197–3208; Antwerp, Belgium.
- SCHMIDT-KOPPENHAGEN, R.; GERDES, M.; TAUTENHAIN, E.; GRÜNE, J. (1997): Online absorption control system for wave generation. ASCE; *Proceedings of Ocean Wave Measurements and Analysis*; Vol. 3, pp. 1295–1305.
- SEELIG, W.N.; AHRENS, J.P. (1981): Estimation of wave reflection and energy dissipation coefficients for beaches, revetments, and breakwaters. CERC; Technical Paper; Coastal Engineering Research Center; No. 81/1, pp. 41; Fort Belvoir.
- SHIH, R.W.K. (1990): Permeability characteristics of rubble material - new formulae. ASCE; *Proceedings International Conference Coastal Engineering (ICCE)*; Vol. 22, No. 2, pp. 1499–1512; Delft, Netherlands.
- SHUTO, N. (1972): Standing waves in front of a sloping dike. ASCE; *Proceedings International Conference Coastal Engineering (ICCE)*; Vol. 13, pp. 1629–1647.
- SHUTO, N. (1974): Nonlinear long waves in a channel of variable section. JSCE; *Coastal Engineering in Japan*; Vol. 17, pp. 1–12; Tokyo, Japan.
- SOGREAH (1998): Accropode - General information document. Sogreah Ingénierie; Grenoble, France.
- SOBEY, R.J.; GOODWIN, P.; THIEKE, R.J.; WESTBERG JR., R.J. (1987): Application of Stokes, cnoidal and Fourier wave theories. ASCE; *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*; Vol. 113, No. 6, pp. 565–587.
- SOBEY, R.J.; BANDO, K. (1991): Variations on higher-order shoaling. ASCE; *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*; Vol. 117, No. 4, pp. 348–368.
- SOBEY, R.J. (1997): Linear and non-linear wave theory. Course Notes. *Advanced Short Course; Leichtweiß-Institut; Technical University Braunschweig*; Braunschweig.
- SOBEY, R.J. (1999): Real sea states Course Notes. *Advanced Short Course; Leichtweiß-Institut; Technical University Braunschweig*; Braunschweig.
- SOLLIT, C.K.; CROSS, R.H. (1972): Wave transmission through permeable breakwaters. ASCE; *Proceedings International Conference Coastal Engineering (ICCE)*; Vol. 13, pp. 1827–1846.
- STOKES, G.G. (1845): On the theories of the internal friction of fluids in motion. *Transactions Cambridge Philosophical Society*; Vol. 8, pp. 287–305.
- STOKES, G.G. (1847): On the theory of oscillatory waves. *Transactions Cambridge Philosophical Society*; Vol. 8, pp. 441–445; Reprinted in *Math. Phys. Papers*, Cambridge University Press; Vol. 1, pp. 314–326.
- SUTHERLAND, J.; O'DONOGHUE, T. (1998): Wave phase shift at coastal structures. ASCE; *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*; Vol. 124, No. 2, pp. 90–98.
- SVENDSEN, I.A.; BRINK-KJAER, O. (1972): Shoaling of cnoidal waves. ASCE; *Proceedings International Conference Coastal Engineering (ICCE)*; Vol. 13, pp. 365–383.

TROCH, P.; DE SOMER, M.; DE ROUCK, J.; VAN DAMME, L.; VERMEIR, D.; MARTENS, J.P., VAN HOVE, C. (1996): Full scale measurements of wave attenuation inside a rubble mound breakwater. ASCE; *Proceedings International Conference Coastal Engineering (ICCE)*; Vol. 25, No. 2, pp. 1916–1929; Orlando, Florida.

TROCH, P.; DE ROUCK, J.; VAN DAMME, L. (1998): Instrumentation and prototype measurements at the Zeebrugge rubble mound breakwa. *Coastal Engineering*; Vol. 35, No. 1/2, pp. 141–166; Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam.

TRUCKENBRODT, E. (1980): Fluidmechanik. 2. Auflage, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.

WARD, J.C. (1964): Turbulent flow in porous media. ASCE; *Journal of Hydraulics Division*; Vol. 90, No. 5, pp. 1–12.

WIEGEL, R.L. (1964): Oceanographical engineering. Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, New Jersey.

WILLIAMS, J.M. (1981): Limiting gravity waves in water of finite depth. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A*; No. 302, pp. 139–188.

WILLIAMS, J.M. (1985): Tables of progressive gravity waves. Pitman, Boston.

YAMAGUCHI, M.; TSUCHIYA, Y. (1976): Wave shoaling of finite amplitude waves. ASCE; *Proceedings International Conference Coastal Engineering (ICCE)*; Vol. 15, pp. 497–506.

Anhang A

Photos der Modellversuche

Im folgenden ist eine Auswahl von Bilder der hydraulischen Modellversuche im Großen Wellenkanal, Hannover (GWK) zusammengestellt:

- Erstellung des Wellenbrechermodells;
- Installation der Meßgeräte: Druckmeßdosen (im Bauwerk und auf der Deckschicht), Wellenpegel im Bauwerk und Wellenauflaufpegel;
- Versuchsbetrieb.



Abb. A.1: Aufbau der Filterschicht auf der fertiggestellten Kernschüttung



Abb. A.2: Druckmeßdosen (mit Schutzgehäusen) werden im Kern des Wellenbrechers installiert und mit Spanndrähten fixiert



Abb. A.3: Einbau von Druckmeßdosen im Kern des Wellenbrechers (obere horizontale Lage, Wellenpegel im Vordergrund)



Abb. A.4: Einbau der Druckmeßdosen und Wellenpegeln in die Kernschüttung des Wellenbrechermodells



Abb. A.5: Wellenauflaufpegel auf der Filterschicht und Wellenpegel im BÜschungsbereich (mit Schutzkäfig, Druckmeßdose im Vordergrund)



Abb. A.6: Wellenpegel (mit Schutzkäfig, auf der seeseitigen Böschung und im Kronenbereich) und Wellenauflaufpegel



Abb. A.7: Herstellung des Kronenbauwerks



Abb. A.8: Wellenauflaufpegel auf der Filterschicht und Wellenpegel mit Schutzkäfig in der teilweise fertiggestellten Deckschicht

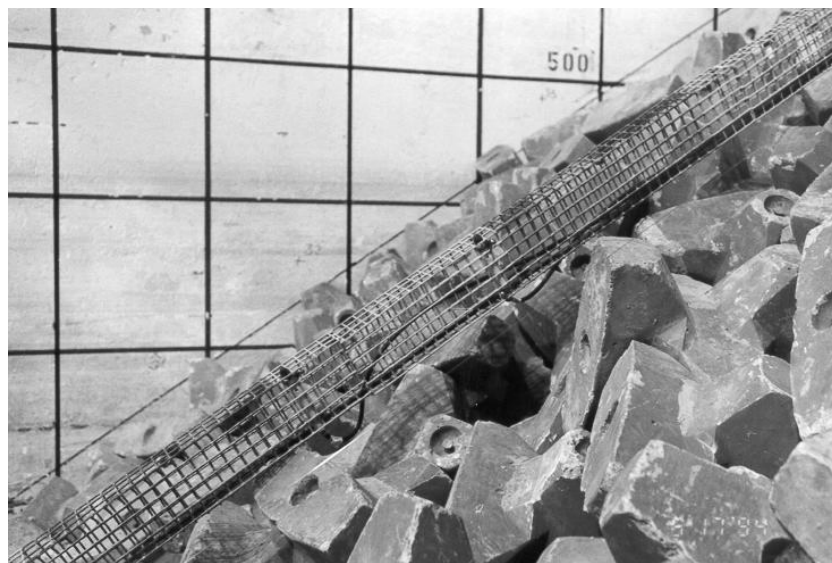


Abb. A.9: Auf der Deckschicht installierter Schutzkäfig mit Druckmeßdosen (senkrecht zur Böschungsoberfläche ausgerichtet)



Abb. A.10: Seeseitige Wellenbrecherböschung mit Accropoden–Deckschicht und Fußvorlage (rechts an der Kanalwand: Wellenpegel über der Böschung; halbrechts: Wellenpegel im Schutzkäfig; Mitte: Schutzkäfig für Druckmeßdosen auf der Deckschicht)



Abb. A.11: Blick über das Kronenbauwerk in den GWK (in Richtung Wellenmaschine)



Abb. A.12: Halbstehendes Wellenfeld vor dem Bauwerk



Abb. A.13: Anlaufende Welle vor dem Bauwerk (einsetzender Wellenauflauf)



Abb. A.14: Auflaufschwall erreicht die Berme vor dem Kronenbauwerk



Abb. A.15: Einsetzender Wellenrücklauf auf der Deckschicht



Abb. A.16: Fortschreitender Wellenrücklauf auf der Deckschicht

Anhang B

Widerstandskoeffizienten für das Wellenbrechermodell

Die hydraulischen Eigenschaften des Kernmaterials wurden 1992 im Labor von Delft Hydraulics, De Foorst (Niederlande) analysiert (VAN GENT, 1993) und das Filtermaterial wurde im Labor des Leichtweiß-Instituts untersucht (LEVSEN, 1998). Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Tab. B.1 zusammengestellt (Geometrische Eigenschaften s. Tab. 4.1).

Tab. B.1: Experimentell ermittelte Widerstands-Koeffizienten der erweiterten Forchheimer Gleichung für das Kernmaterial (nach VAN GENT, 1993) und für das Filtermaterial (nach LEVSEN, 1998)

Kernmaterial:				
laminarer Widerstand	stationär	$a = 0.89$	$\sigma_a = 0.055$	(6.2 %)
turbulenter Widerstand	stationär	$b = 21.7$	$\sigma_b = 0.40$	(1.8 %)
	oszillierend	$b = 23.0$ (21 – 28)	$\sigma_b = 1.80$	(7.8 %)
Trägheitswiderstand	oszillierend	$c = 0.31$ (0 – 0.45)	$\sigma_c = 0.14$	(45 %)
Filtermaterial:				
laminarer Widerstand	stationär	$a = 0.03$	$\sigma_a = 0.028$	(97 %)
turbulenter Widerstand	stationär	$b = 14.3$	$\sigma_b = 0.043$	(0.3 %)

Die bei stationärer Strömung von VAN GENT (1993) und LEVSEN (1998) experimentell ermittelten Forchheimer-Koeffizienten a und b für das Kern- und Filtermaterial sind in Abb. B.1 dargestellt. Der Verlauf der Koeffizienten in Abhängigkeit vom nominalen Korndurchmesser d_{n50} wurde nach Gl. 2.8 und Gl. 2.9 bestimmt. Zur Abschätzung des hydraulischen Widerstands der Accropoden-Deckschicht wurden die experimentell ermittelten Koeffizienten K_a und K_b des Filtermaterials verwendet (s. Tab. B.3). Aufgrund der höheren Porosität der Deckschicht ergibt sich ein deutlich geringerer laminarer und turbulenter Widerstand gegenüber dem Filtermaterial.

Für die in Abb. B.1 dargestellten Forchheimer-Koeffizienten (nach Gl. 2.8, Gl. 2.9 und Tab. 2.1) wurden eine Porosität $n = 0.4$ angesetzt. Sofern die Ansätzen nicht den charakteristischen Korndurchmesser d_{n50} verwenden, wurden die folgenden Abschätzungen vorgenommen: der äquivalente Korndurchmesser $d_{eq} = 1.24 d_{n50}$ und der Korndurchmesser mit 85 % Überschrei-

tungswahrscheinlichkeit $d_{n15} = 0.75 d_{n50}$. Der Ansatz von SHIH (1990) überschätzt den laminaren Strömungswiderstand erheblich und erscheint damit ungeeignet zur Beschreibung des hydraulischen Widerstands grober Schüttsteinmaterialien. Den gemessenen Widerstandskoeffizienten des Kern- und Filtermaterials kommt der Ansatz nach VAN GENT (1993) am nächsten.

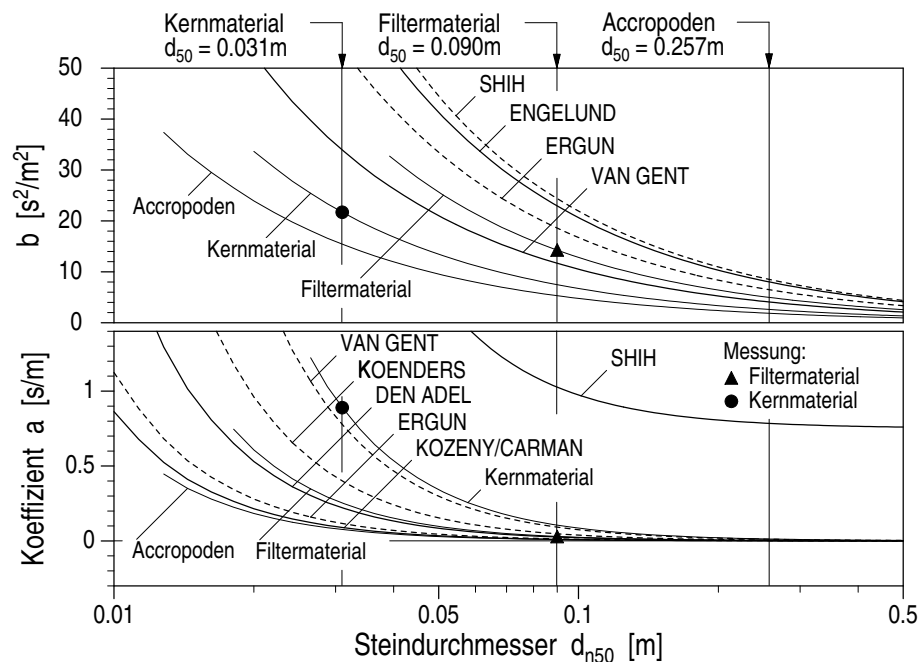


Abb. B.1: Forchheimer-Koeffizienten a und b für das Kern- und Filtermaterial

Die experimentell ermittelten Widerstandskoeffizienten für das Kern- und Filtermaterial sind nur für die Beschreibung stationärer Strömungen unmittelbar geeignet. Bei oszillierenden Strömungen sind die Koeffizienten b und c von der Strömungsperiode T , von der Strömungsamplitude Δv und von der Keulegan-Carpenter-Zahl KC abhängig und müssen an die jeweiligen Strömungsverhältnisse angepaßt werden. Die Strömungsverhältnisse bei der Untersuchung des Kernmaterials im Labor von Delft Hydraulics und die bei den Versuchen im GWK zu erwartenden Strömungen im Wellenbrecherkern, in der Filterschicht und in der Deckschicht sind in Tab. B.2 aufgeführt.

Tab. B.3 enthält die auf unterschiedliche Weise ermittelten Widerstandskoeffizienten a , b und c der erweiterten Forchheimer Gleichung für das Kernmaterial, das Filtermaterial und die Deckschichtelemente. Diese Auflistung zeigt die Bandbreite der Koeffizienten und die Unsicherheiten bei deren Abschätzung für die Versuchsbedingungen im GWK:

1. Kernmaterial bei stationärer Strömung:

- (a) K_a und K_b wurden aus den bei Delft Hydraulics experimentell ermittelten Koeffizienten a und b bestimmt.

Tab. B.2: Versuchsbedingungen für die Untersuchungen bei Delft Hydraulics (DH) und im Großer Wellenkanal (GWK)

Material	Versuche	d_{n50} [m]	n [–]	T [s]	Δv [m/s]	Re [–]	KC [–]
Kern	GWK	0.031	0.388	3 – 10	0.03 – 0.32	$(3 – 26) \cdot 10^3$	8 – 266
Filter	GWK	0.090	0.394	3 – 10	0.60 – 1.20	$(1.4 – 2.7) \cdot 10^5$	51 – 338
Decksch.	GWK	0.257	0.510	3 – 10	1.00 – 2.00	$(0.5 – 1.0) \cdot 10^6$	23 – 153
Kern	DH	0.031	0.388	2 – 4	0.09 – 0.34	$(7 – 27) \cdot 10^3$	15 – 113

$$Re = \Delta v d_{n50} / (n \nu); KC = \Delta v T / (n d_{n50})$$

- (b) Koeffizienten nach VAN GENT (1993): Der laminare Widerstand wird sehr genau abgeschätzt, der turbulente Widerstand wird deutlich überschätzt (weitere Ansätze s. Tab. 2.1).

2. Kernmaterial bei oszillierender Strömung:

- K_a , K_b und K_M wurden aus den experimentell ermittelten Widerstandskoeffizienten (unter Berücksichtigung der Versuchsbedingungen bei Delft Hydraulics) bestimmt.
- Koeffizienten nach VAN GENT (1993): Die Koeffizienten a und c werden sehr genau beschrieben, Koeffizient b wird überschätzt (wie bei stationärer Strömung).
- Mit K_a und K_b aus 1(a) sowie K_M aus 2(b) erhält man nach Gl. 2.8, Gl. 2.10 und Gl. 2.11 für die Versuchsbedingungen bei Delft Hydraulics eine relativ genaue Abschätzung der Widerstandskoeffizienten a , b und c .
- Auf die gleiche Weise wurden die Widerstandskoeffizienten für die bei den GWK–Untersuchungen zu erwartenden Strömungsverhältnisse im Wellenbrecherkern (s. Tab. B.2) ermittelt. Die Koeffizienten a und b entsprechen den experimentell ermittelten Koeffizienten in 2(a), der Koeffizient c ist um ca. 15% geringer ($K_M \approx 0$).

3. Filtermaterial bei stationärer Strömung:

- K_a und K_b wurden aus den im Leichtweiß–Institut experimentell ermittelten Widerstandskoeffizienten a und b bestimmt.
- Nach VAN GENT (1993) wird der laminare Widerstand überschätzt und der turbulente Widerstand geringfügig unterschätzt.

4. Filtermaterial bei oszillierender Strömung:

- Koeffizienten nach VAN GENT (1993).
- Mit K_a und K_b aus 3(a) sowie K_M aus 4(a) nach Gl. 2.8, Gl. 2.10 und Gl. 2.11 für die Versuchsbedingungen im GWK (Tab. B.2, Filter) bestimmte Widerstandskoeffizienten a , b und c .

5. Deckschichtelemente bei stationärer Strömung:

Tab. B.3: Koeffizienten K_a , K_b und K_M und Widerstands-Koeffizienten a , b und c der erweiterten Forchheimer Gleichung für das Kernmaterial, das Filtermaterial und die Deckschichtelemente

	Koeffizienten			Widerstands-Koeffizienten		
	K_a [—]	K_b [—]	K_M [—]	a [s/m]	b [s ² /m ²]	c [s ² /m]
Kernmaterial						
1. stationäre Strömung						
a) Tests bei DH ¹⁾	1007	0.63	—	0.89	21.7	—
b) nach VAN GENT	1000	1.1	—	0.88	37.9	—
2. oszillierende Strömung						
a) Tests bei DH	1007	0.60 (0.5 – 0.7)	0.05 (0.0 – 0.5)	0.89	23.0 (21 – 28)	0.31 (0.0 – 0.45)
b) nach VAN GENT	1000	1.1	0.05 (0.0 – 0.5)	0.88	42.3 (40 – 57)	0.29 (0.2 – 0.5)
c) für Tests bei DH	1007	0.63	0.05 (0.0 – 0.5)	0.89	24.2 (23 – 33)	0.29 (0.2 – 0.5)
d) für Versuche am GWK ²⁾	1007	0.63	0.0 (0.0 – 0.3)	0.89	22.9 (22 – 42)	0.26 (0.2 – 0.4)
Filtermaterial						
3. stationäre Strömung						
a) Tests am LWI ³⁾	305	1.27	—	0.03	14.3	—
b) nach VAN GENT	1000	1.1	—	0.10	12.3	—
4. oszillierende Strömung						
a) nach VAN GENT	1000	1.1	0.43 (0.0 – 0.7)	0.10	12.8 (12 – 14)	0.43 (0.2 – 0.6)
b) für Versuche am GWK	305	1.27	0.43 (0.0 – 0.7)	0.03	14.9 (14 – 17)	0.43 (0.2 – 0.6)
Deckschichtelemente						
5. stationäre Strömung						
a) nach VAN GENT	1000	1.1	—	0.004	1.61	—
6. oszillierende Strömung						
a) nach VAN GENT	1000	1.1	0.52 (0.1 – 0.8)	0.004	1.75 (1.7 – 2.2)	0.30 (0.2 – 0.4)
b) für Versuch am GWK	305	1.27	0.52 (0.1 – 0.8)	0.001	2.03 (1.9 – 2.5)	0.30 (0.2 – 0.4)

¹⁾ Delft Hydraulics, de Voorst, Niederlande

²⁾ Großer Wellenkanal, Hannover

³⁾ Leichtweiß Institut, Technische Universität Braunschweig

(a) Koeffizienten nach VAN GENT (1993).

6. Deckschichtelemente bei oszillierender Strömung:

(a) Koeffizienten nach VAN GENT (1993).

(b) Filtermaterial und Deckschichtelemente sind deutlich größer als die von VAN GENT untersuchten Steinmaterialien. Somit ist auch für die Deckschicht zu erwarten, daß der Ansatz nach VAN GENT den laminaren Widerstand überschätzt und den turbulenten Widerstand unterschätzt. Deshalb wurden die Widerstandskoeffizienten mit K_a und K_b aus 3(a) sowie K_M aus 6(a) nach Gl. 2.8, Gl. 2.10 und Gl. 2.11 für die Versuchsbedingungen im GWK (Tab. B.2, Deckschicht) bestimmt.

Die hydraulischen Eigenschaften der Deckschicht wurden nicht experimentell untersucht. Da es keine analytischen Ansätze zur Beschreibung des hydraulischen Widerstands in der Deckschicht eines geschütteten Wellenbrechers gibt, wird angenommen, daß eine Einphasenströmung in der Deckschicht durch die erweiterte Forchheimer-Gleichung beschrieben werden kann und daß die Widerstandskoeffizienten nach Gl. 2.8, Gl. 2.9, Gl. 2.10 und Gl. 2.11 abgeschätzt werden können.

Der Anteil des laminaren und des turbulenten Widerstands sowie der Trägheitskräfte am gesamten hydraulischen Widerstand sind in Abb. B.2 für die Versuchsbedingungen im GWK (Tab. B.2) dargestellt. Vereinfachend wurden für diese Auftragung die Filtergeschwindigkeit mit der Geschwindigkeitsamplitude gleichgesetzt ($v_f = \Delta v$) und ein sinusförmiger Geschwindigkeitsverlauf angenommen ($\delta v / \delta t = \omega \Delta v$). Die dargestellten Widerstandskräfte wurden für eine Wellenperiode $T = 5 \text{ s}$ ermittelt, die angegebene Größenordnung entspricht einer Variation von $T = 3 - 10 \text{ s}$.

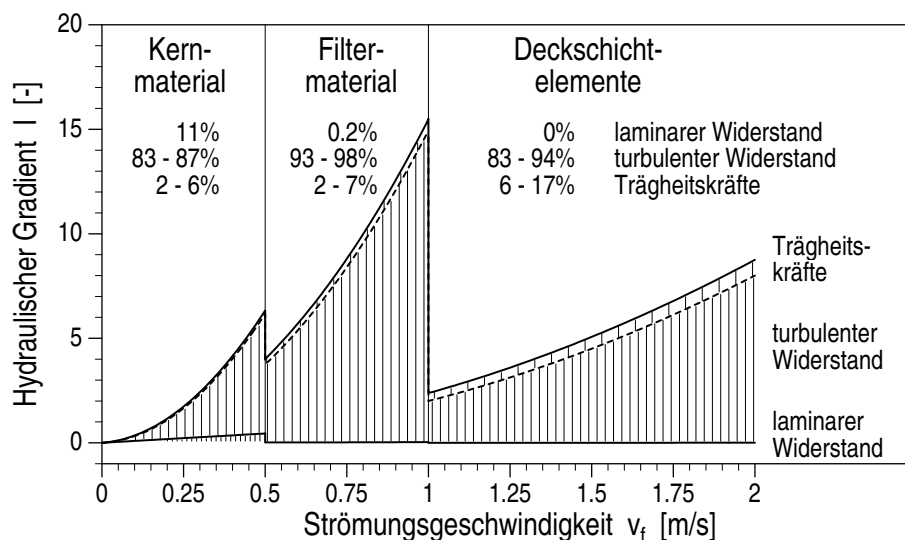


Abb. B.2: Anteil des laminaren und turbulenten Widerstands sowie der Trägheitskräfte am gesamten hydraulischen Widerstand im Wellenbrecherkern, in der Filterschicht und in der Deckschicht

Der hydraulische Gradient wird im Kern durch laminare (11 % Anteil am gesamten hydraulischen Widerstand) und turbulente (83 – 87 %) Widerstandskräfte bestimmt. Trägheitskräfte (2 – 6 %) sind von untergeordneter Bedeutung. In der Filterschicht ist der turbulente Widerstand (93 – 98 %) maßgeblich, die Trägheitskräfte (2 – 7 %) liegen in der gleichen Größenordnung wie im Kern. In der Deckschicht wird die Strömung durch turbulente Widerstandskräfte (83 – 94 %) und durch Trägheitskräfte (6 – 17 %) bestimmt. Laminare Widerstandskräfte sind in der Filter- (0.2 %) und Deckschicht (0 %) vernachlässigbar.

Insgesamt nimmt der hydraulische Widerstand vom Wellenbrecherkern zur Filterschicht und zur Deckschicht deutlich ab.

Anhang C

Wellenparameter bei den Modellversuchen im GWK

Die nachfolgenden Tabellen enthalten die Wellenparameter bei den Modellversuchen im Großen Wellenkanal, Hannover (GWK). Aufgeführt sind jeweils:

- Versuchswasserstand h am Fuß des Wellenbrechers;
- *Sollwerte* für die Wellengenerierung (H , T bzw. H_{m0} , T_p);
- Wellenparameter im *Fernfeld* (H_i , K_r bzw. $H_{i,m0}$, $K_{r,m0}$);
- Wellenparameter im *Nahfeld* (H_i , H_r bzw. $H_{i,m0}$, $H_{r,m0}$).

Tab. C.1: Wellenparameter bei den Versuchen mit regelmäßigen Wellen

Versuchs- nummer <i>ddmmyy-tt</i>	Wasser- stand h [m]	Wellen- periode T [s]	Wellenhöhen				Reflexions- koeffizient Fernfeld K_r [—]
			einge- steuert H [m]	anlaufend		reflektiert	
				Fernfeld H_i [m]	Nahfeld H_i [m]	Nahfeld H_r [m]	
260594-01	1.518	2.0	0.20	0.185	0.169	—	—
260594-02	1.518	3.0	0.20	0.205	0.200	0.060	0.289
260594-03	1.518	5.0	0.20	0.201	0.226	0.104	0.452
260594-04	1.518	2.0	0.40	0.422	0.386	—	—
260594-05	1.518	2.0	0.30	0.305	0.279	—	—
260594-06	1.518	3.0	0.40	0.410	0.401	0.119	0.287
260594-07	1.518	3.0	0.60	0.592	0.578	0.156	0.260
260594-08	1.518	5.0	0.40	0.403	0.463	0.185	0.399
260594-09	1.518	5.0	0.60	0.595	0.709	0.232	0.339

Tab. C.2: Wellenparameter bei den Versuchen mit regelmäßigen Wellen

Versuchs- nummer <i>ddmmyy-tt</i>	Wasser- stand <i>h</i> [m]	Wellen- periode <i>T</i> [s]	Wellenhöhen				Reflexions- koeffizient <i>K_r</i> [—]
			einge- steuert <i>H</i> [m]	anlaufend		reflektiert	
				Fernfeld <i>H_i</i> [m]	Nahfeld <i>H_i</i> [m]	Nahfeld <i>H_r</i> [m]	
310594-01	2.505	4.0	0.25	0.229	0.231	0.062	0.262
160694-06	2.500	4.0	0.25	0.238	0.240	0.080	0.328
310594-02	2.505	4.0	0.40	0.371	0.374	0.112	0.293
160694-07	2.500	4.0	0.40	0.378	0.381	0.125	0.320
160694-08	2.500	4.0	0.55	0.526	0.531	0.173	0.320
310594-03	2.505	4.0	0.55	0.508	0.513	0.159	0.303
010694-05	2.480	4.0	0.70	0.641	0.647	0.220	0.333
010694-09	2.480	4.0	0.85	0.798	0.806	0.258	0.313
020694-03	2.495	4.0	1.00	0.961	0.970	0.298	0.301
310594-04	2.505	5.0	0.25	0.246	0.260	0.102	0.386
160694-10	2.500	5.0	0.25	0.257	0.272	0.117	0.424
310594-05	2.505	5.0	0.40	0.396	0.418	0.172	0.405
160694-11	2.500	5.0	0.40	0.388	0.410	0.178	0.427
310594-06	2.505	5.0	0.55	0.539	0.569	0.236	0.407
160694-12	2.500	5.0	0.55	0.535	0.565	0.240	0.417
010694-06	2.480	5.0	0.70	0.675	0.714	0.306	0.421
010694-10	2.480	5.0	0.85	0.834	0.892	0.378	0.421
020694-04	2.495	5.0	1.00	0.982	1.060	0.444	0.420
310594-07	2.505	6.0	0.25	0.244	0.265	0.152	0.564
310594-08	2.505	6.0	0.40	0.392	0.425	0.241	0.558
010694-01	2.480	6.0	0.55	0.553	0.605	0.340	0.558
010694-07	2.480	6.0	0.70	0.686	0.759	0.415	0.549
020694-01	2.495	6.0	0.85	0.836	0.934	0.513	0.557
200694-03	2.520	6.0	0.85	0.827	0.922	0.512	0.562
020694-05	2.495	6.0	1.00	0.966	1.093	0.586	0.548
200694-04	2.520	6.0	1.00	0.973	1.099	0.578	0.538
010694-02	2.480	8.0	0.25	0.252	0.281	0.185	0.650
010694-03	2.480	8.0	0.40	0.407	0.461	0.286	0.623
010694-04	2.480	8.0	0.55	0.559	0.646	0.374	0.588
010694-08	2.480	8.0	0.70	0.707	0.841	0.446	0.550
020694-02	2.495	8.0	0.85	0.837	1.020	0.444	0.463
200694-01	2.520	8.0	0.85	0.835	1.012	0.466	0.488
020694-06	2.495	8.0	1.00	0.997	1.255	0.488	0.426
200694-02	2.520	8.0	1.00	0.994	1.244	0.482	0.423
030694-04	2.480	10.0	0.55	0.495	0.599	0.390	0.674

Tab. C.3: Fortsetzung: Wellenparameter bei den Versuchen mit regelmäßigen Wellen

Versuchs- nummer <i>ddmmyy-tt</i>	Wasser- stand <i>h</i> [m]	Wellen- periode <i>T</i> [s]	Wellenhöhen				Reflexions-
			einge- steuert <i>H</i> [m]	anlaufend		reflektiert	koeffizient
				Fernfeld <i>H_i</i> [m]	Nahfeld <i>H_i</i> [m]	Nahfeld <i>H_r</i> [m]	Fernfeld <i>K_r</i> [—]
080694-03	2.910	3.0	0.25	0.236	0.222	0.051	0.225
080694-04	2.910	3.0	0.40	0.371	0.349	0.081	0.226
080694-05	2.910	3.0	0.55	0.501	0.471	0.106	0.218
080694-06	2.910	3.0	0.70	0.633	0.596	0.121	0.198
090694-01	2.898	4.0	0.25	0.235	0.234	0.069	0.289
090694-02	2.898	4.0	0.40	0.378	0.376	0.112	0.291
090694-03	2.898	4.0	0.55	0.518	0.516	0.152	0.289
090694-04	2.898	4.0	0.70	0.659	0.656	0.191	0.286
090694-05	2.898	4.0	0.70	0.703	0.700	0.205	0.287
100694-04	2.900	5.0	0.25	0.239	0.249	0.110	0.437
100694-05	2.880	5.0	0.40	0.381	0.397	0.177	0.439
100694-06	2.880	5.0	0.55	0.525	0.547	0.239	0.430
100694-07	2.880	5.0	0.70	0.672	0.700	0.304	0.428
130694-05	2.918	6.0	0.25	0.242	0.258	0.133	0.508
130694-06	2.918	6.0	0.40	0.387	0.413	0.213	0.508
130694-08	2.918	6.0	0.55	0.535	0.571	0.294	0.507
130694-07	2.918	6.0	0.70	0.683	0.730	0.371	0.501
140694-04	2.910	8.0	0.25	0.242	0.266	0.171	0.637
140694-05	2.910	8.0	0.40	0.386	0.424	0.263	0.613
140694-06	2.910	8.0	0.55	0.536	0.597	0.349	0.586
150694-01	2.900	8.0	0.70	0.670	0.755	0.410	0.551
150694-04	2.900	8.0	0.70	0.691	0.780	0.423	0.550
160694-01	2.898	10.0	0.25	0.245	0.273	0.174	0.634
160694-02	2.898	10.0	0.40	0.392	0.443	0.271	0.615
160694-03	2.898	10.0	0.55	0.536	0.620	0.356	0.586
160694-04	2.898	10.0	0.70	0.678	0.808	0.427	0.553
160694-05	2.898	10.0	0.70	0.677	0.807	0.425	0.551

Tab. C.4: Wellenparameter bei den Versuchen mit Wellenspektren

Versuchs- nummer <i>ddmmyy-tt</i>	Wasser- stand <i>h</i> [m]	Wellen- periode <i>T_p</i> [s]	Wellenhöhen			Reflexions- koeffizient	
			einges- steuert	anlaufend		reflektiert	
			<i>H_{m0}</i> [m]	Fernfeld <i>H_{i,m0}</i> [m]	Nahfeld <i>H_{i,m0}</i> [m]	Nahfeld <i>H_{r,m0}</i> [m]	Fernfeld <i>K_{r,m0}</i> [—]
260594-10	1.518	3.0	0.32	0.327	0.320	0.100	0.303
260594-11	1.518	4.0	0.32	0.325	0.348	0.121	0.340
020694-07	2.495	4.0	0.25	0.238	0.240	0.077	0.312
020694-08	2.495	4.0	0.40	0.382	0.386	0.123	0.313
030694-01	2.480	4.0	0.55	0.518	0.523	0.166	0.311
030694-02	2.480	4.0	0.70	0.652	0.658	0.211	0.314
030694-03	2.480	4.0	0.85	0.771	0.778	0.254	0.320
030694-05	2.480	5.0	0.25	0.235	0.249	0.100	0.396
060694-01	2.520	5.0	0.40	0.400	0.422	0.177	0.411
060694-02	2.520	5.0	0.55	0.521	0.550	0.227	0.405
060694-03	2.520	5.0	0.70	0.661	0.698	0.287	0.404
060694-04	2.520	5.0	0.85	0.799	0.843	0.347	0.404
060694-05	2.520	5.0	1.00	0.926	0.977	0.415	0.417
060694-06	2.520	6.0	0.25	0.234	0.254	0.121	0.470
060694-07	2.520	6.0	0.40	0.377	0.409	0.199	0.479
060694-08	2.520	6.0	0.55	0.524	0.568	0.283	0.490
060694-09	2.520	6.0	0.70	0.666	0.722	0.355	0.484
060694-10	2.520	6.0	0.85	0.810	0.878	0.432	0.484
070694-01	2.510	6.0	1.00	0.959	1.040	0.506	0.479
070694-02	2.510	8.0	0.25	0.236	0.263	0.149	0.561
070694-03	2.510	8.0	0.40	0.380	0.423	0.241	0.563
070694-04	2.510	8.0	0.55	0.524	0.584	0.328	0.554
070694-05	2.510	8.0	0.70	0.667	0.743	0.409	0.544
070694-06	2.510	8.0	0.85	0.812	0.904	0.493	0.538
070694-07	2.510	8.0	1.00	0.952	1.060	0.566	0.527

Tab. C.5: Fortsetzung: Wellenparameter bei den Versuchen mit Wellenspektren

Versuchs- nummer <i>ddmmyy-tt</i>	Wasser- stand <i>h</i> [m]	Wellen- periode <i>T_p</i> [s]	Wellenhöhen				Reflexions- koeffizient Fernfeld <i>K_{r,m0}</i> [—]
			einge- steuert <i>H_{m0}</i> [m]	anlaufend		reflektiert	
				Fernfeld <i>H_{i,m0}</i> [m]	Nahfeld <i>H_{i,m0}</i> [m]	Nahfeld <i>H_{r,m0}</i> [m]	
070694-08	2.920	3.0	0.25	0.236	0.222	0.053	0.234
080694-01	2.910	3.0	0.40	0.377	0.355	0.086	0.237
080694-02	2.910	3.0	0.55	0.502	0.472	0.112	0.230
080694-07	2.910	4.0	0.25	0.231	0.230	0.063	0.270
080694-08	2.910	4.0	0.40	0.372	0.370	0.106	0.282
080694-09	2.910	4.0	0.55	0.509	0.507	0.152	0.295
080694-10	2.910	4.0	0.70	0.639	0.636	0.186	0.287
090694-06	2.898	5.0	0.25	0.232	0.242	0.090	0.367
100694-01	2.880	5.0	0.40	0.375	0.391	0.153	0.386
100694-03	2.900	5.0	0.55	0.516	0.537	0.206	0.378
100694-02	2.900	5.0	0.70	0.652	0.679	0.274	0.397
130694-01	2.918	6.0	0.25	0.245	0.262	0.115	0.433
130694-02	2.918	6.0	0.40	0.377	0.403	0.183	0.448
130694-03	2.918	6.0	0.55	0.521	0.556	0.256	0.454
130694-04	2.918	6.0	0.70	0.668	0.713	0.341	0.472
130694-09	2.918	8.0	0.25	0.235	0.258	0.143	0.550
140694-01	2.910	8.0	0.40	0.379	0.416	0.234	0.557
140694-02	2.910	8.0	0.55	0.522	0.573	0.326	0.562
140694-03	2.910	8.0	0.70	0.663	0.727	0.417	0.567
150694-02	2.900	10.0	0.25	0.239	0.266	0.169	0.629
150694-03	2.900	10.0	0.40	0.381	0.423	0.267	0.624
150694-05	2.910	10.0	0.55	0.524	0.582	0.362	0.616

Gleichungen zur linearen Wellentheorie

Dispersionsgleichung:

$$\omega^2 = gk \tanh kh$$

$$\omega^2 = gk^2 h \quad \text{für} \quad kh \leq 0.25$$

Fortschreitende Welle (Eulersche Betrachtung):

$$\varphi = \frac{a\omega}{k} \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \sin(kx - \omega t)$$

$$\varphi = \frac{ag}{\omega} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \sin(kx - \omega t)$$

$$u = a\omega \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \cos(kx - \omega t)$$

$$w = a\omega \frac{\sinh k(h+z)}{\sinh kh} \sin(kx - \omega t)$$

$$x = x_0 - a \frac{\cosh k(h+z_0)}{\sinh kh} \sin(kx_0 - \omega t)$$

$$z = z_0 + a \frac{\sinh k(h+z_0)}{\sinh kh} \cos(kx_0 - \omega t)$$

$$\eta = a \cos(kx - \omega t)$$

$$p = -\rho g z + \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \rho g \eta$$

$$\varphi = \frac{ag}{\omega} \sin(kx - \omega t)$$

$$u = \frac{agk}{\omega} \cos(kx - \omega t)$$

$$w = a\omega \frac{h+z}{h} \sin(kx - \omega t)$$

$$x = x_0 - \frac{agk}{\omega^2} \sin(kx_0 - \omega t)$$

$$z = z_0 + a \frac{h+z_0}{h} \cos(kx_0 - \omega t)$$

$$\eta = a \cos(kx - \omega t)$$

$$p = -\rho g z + \rho g \eta$$

Stehende Welle (Eulersche Betrachtung):

$$\varphi = -\frac{2a\omega}{k} \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \cos kx \sin \omega t$$

$$\varphi = -\frac{2ag}{\omega} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \cos kx \sin \omega t$$

$$u = 2a\omega \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \sin kx \sin \omega t$$

$$w = -2a\omega \frac{\sinh k(h+z)}{\sinh kh} \cos kx \sin \omega t$$

$$x = x_0 - 2a \frac{\cosh k(h+z_0)}{\sinh kh} \sin kx_0 \cos \omega t$$

$$z = z_0 + 2a \frac{\sinh k(h+z_0)}{\sinh kh} \cos kx_0 \cos \omega t$$

$$\eta = 2a \cos kx \cos \omega t$$

$$p = -\rho g z + \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \rho g \eta$$

$$\varphi = -\frac{2ag}{\omega} \cos kx \sin \omega t$$

$$u = \frac{2agk}{\omega} \sin kx \sin \omega t$$

$$w = -2a\omega \frac{h+z}{h} \cos kx \sin \omega t$$

$$x = x_0 - \frac{2agk}{\omega^2} \sin kx_0 \cos \omega t$$

$$z = z_0 + 2a \frac{h+z_0}{h} \cos kx_0 \cos \omega t$$

$$\eta = 2a \cos kx \cos \omega t$$

$$p = -\rho g z + \rho g \eta$$